ABSOLUTE ENERGIEKALIBRIERUNG VON SILIZIUM - OBERFLÄCHEN - SPERRSCHICHTZÄHLERN FÜR SPALTFRAGMENTE IM ENERGIE- UND MASSENBEREICH VON 40 BIS 120 MEV BZW: 75 BIS 150 AMU

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhardt-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
ERWIN WEISSENBERGER
aus Meßkirch

~~1985~~
1984

ABSOLUTE ENERGIEKALIBRIERUNG VON SILIZIUM - OBERFLÄCHEN - SPERRSCHICHTZÄHLERN FÜR SPALTFRAGMENTE IM ENERGIE– UND MASSENBEREICH VON 40 BIS 120 MEV BZW: 75 BIS 150 AMU

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhardt-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
ERWIN WEISSENBERGER
aus Meßkirch

1985

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Dezember 1984

Dekan:	Prof. Dr. G. Staudt
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. F. Gönnenwein
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. G. Staudt

A b s t r a c t

WEISSENBERGER, ERWIN:

Absolute Energiekalibrierung von Silizium-Oberflächen-Sperrschichtzählern für Spaltfragmente im Energie- und Massenbereich von 40 bis 120 MeV bzw. 75 bis 150 amu

Mit massen- und energieseparierten Spaltfragmenten aus der Reaktion 235 U(n_{th},f) wurde das Response-Verhalten von Oberflächen-Sperrschichtzählern untersucht und eine absolute Energieeichung durchgeführt.

Der bei schweren Ionen auftretende Pulshöhendefekt ist im betrachteten Energie- und Massenbereich sowohl in seiner Energie- als auch in seiner Massenabhängigkeit linear. Die in der Eichgleichung auftretenden Eichparameter wurden an die charakteristischen Peaklagen eines Referenzspektrums (252 Cf(sf)) angebunden, um jederzeit eine problemlose Energieeichung von Oberflächen-Sperrschichtzählern durchführen zu können.

Mit den neu berechneten Eichkonstanten erniedrigt sich die TKE (totale kinetische Energie) von Spaltfragmenten um ca. 1,5 % gegenüber den Energiewerten, die mit dem bisher allgemein akzeptierten Schmittschen Eichkonstantensatz berechnet wurden. An der TKE von 252 Cf- und 235 U-Spaltfragmenten konnte nachgewiesen werden, daß mit den neuen Eichkonstanten die Energieeichung mit Geschwindigkeitsmessungen, die nur auf Längen- und Zeiteichungen beruhen, konsistent ist.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546518_0011

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

1. EINLEITUNG

2. MESSPRINZIP

3. EXPERIMENTELLES VERFAHREN

3.1 Das Massenspektrometer LOHENGRIN

3.1.1 Arbeitsweise des Rückstoß-Massenseparators

3.1.2 Targets

3.1.3 Selektierung der Spaltprodukte

3.1.4 Massenidentifikation

3.2 Halbleiterzähler

3.3 252 Cf-Eichquelle

3.4 Mechanischer Aufbau

3.5 Nachweiselektronik

3.6 Durchführung des Experimentes

4. AUSWERTUNG

4.1 Flugzeit- und Energiespektren

4.2 Kinetische Energie der Fragmente

4.3 252 Cf-Eichspektren

4.4 Energie-Pulshöhen-Relation

4.5 Energie-Massen-Relation

4.6 Eichparameter als Funktion von PH und PL

5. ERGEBNISSE

5.1 Energieauflösung als Funktion der Zählerspannung

5.2 Energieauflösung als Funktion der Fragmentmasse für verschiedene Energien

5.3 Die neuen Eichparameter

5.4 Vergleich der Fragmentenergien, berechnet aus Flugzeitmessung, neuen Eichkonstanten und alten Eichkonstanten

5.5 Vergleich der Fragmentenergien berechnet mit den neuen Eichkonstanten für verschiedene Halbleiterzähler

5.6 Ergebnisse für die im eigenen Labor hergestellten Halbleiterzähler aus neutronendotiertem Silizium

6. FEHLERBETRACHTUNG

6.1 Genauigkeit der Energiebestimmung aus der Flugzeitmessung

6.2 Genauigkeit der Energiebestimmung mit der Eichgleichung

7. VERGLEICH DER ALTEN UND NEUEN EICHKONSTANTEN

7.1 Vergleich an der Reaktion 252 Cf(sf)

7.2 Vergleich an der Reaktion 235 U(n_{th},f)

7.3 Vergleich an der Energie- und Massenabhängigkeit des Pulshöhendefektes

7.4 Vergleich mit der Kaufman-Eichung

8. ZUSAMMENFASSUNG

1. E I N L E I T U N G

In der Energiespektroskopie von Schwerionen haben Halbleiterdetektoren eine breite Anwendung gefunden. Um über die Kinematik des Kern-Spaltprozesses Erkenntnisse zu gewinnen, wurden die kinetischen Energien der Spaltfragmente neben der Geschwindigkeitsmethode überwiegend mit Halbleiterdetektoren bestimmt. Seit den frühesten Messungen wurde beobachtet, daß die von einem schweren Ion (z.B. Spaltfragment) erzeugte Pulshöhe kleiner ist als diejenige eines leichten Ions (Proton oder Alphateilchen) derselben Energie /1/, /2/. Der Terminologie folgend, die für einen ähnlichen Effekt in Ionisationskammern /3/, /4/ benutzt wird, wurde diese Erscheinung Pulshöhendefekt (PHD) genannt.

Der PHD ist definiert als Energiedifferenz zwischen der wahren Energie E_t eines schweren Ions (Spaltfragmentes) und der Energie E_a, die ein Alphateilchen benötigt, um die gleiche Pulshöhe wie das schwere Ion zu erzeugen.

$$PHD = E_t - E_a$$

In der neueren Literatur /5/, /6/, /7/ gibt es eine allgemeine Übereinstimmung darüber, daß der PHD in drei unabhängige Komponenten aufgeteilt werden kann.

1. Energieverlust in der Totschicht des Detektors

2. Energieverlust durch nicht ionisierende Kernstöße

3. Unvollständige Ladungssammlung im Detektor

Den Energieverlust eines schweren Ions in der Totschicht aus seinen dE/dx - Werten zu berechnen, wird durch die Unsicherheit in der Kenntnis der tatsächlichen Totschichtdicke erschwert. Diese kann wegen des p-n-Überganges größer sein als die Au - Schichtdicke und daher möglicherweise eine Funktion des Detektor - Herstellungsverfahrens.

Wird ein schweres Ion in Materie abgebremst, so erfolgt der Energieverlust teilweise durch Anregung und Ionisation von Elektronen und teilweise durch Kernstöße. Die Wahrscheinlichkeit eines Kernstoßes steigt dabei mit kleiner werdender Ionengeschwindigkeit an (end of range effect). Die Rückstoßkerne verlieren ihre Energie wiederum durch beide Prozesse. Der verbleibende Energieverlust durch nicht ionisierende Kernstöße wurde von Haines und Whitehead /8/, aufbauend auf der Bremstheorie von Lindhardt et al. /9/, /1o/ berechnet.

Bei der unvollständigen Ladungssammlung liegt der Hauptbeitrag in der Rekombination von Elektron-Loch-Paaren in der dichten Plasmasäule, die sich entlang der Bremsspur der schweren Ionen ausbildet /11/, /12/, /13/. Dieser Effekt ist besonders schwer zu charakterisieren, da er von der Detektorspannung, Verteilung der Rekombinations- und Einfangzentren, Rekombinationszeit und Plasmazeit abhängt.

Versuche, durch Modellrechnungen den PHD zu bestimmen, ergaben keine gute Übereinstimmung mit experimentellen Werten. Bei den zwei gebräuchlichsten Eichverfahren wird deshalb der PHD empirisch berücksichtigt.

a) Eichverfahren nach Schmitt et al. /14/, /15/

Dieses Eichverfahren basiert auf Messungen des Response-Verhaltens von Halbleiterdetektoren auf Beschuß mit Brom- und Jodionen und führte zu folgender Energie-Eichgleichung:

$$E(X,M) = (a + a' M) \quad X + b + b' M$$

X bezeichnet die Pulshöhe und M die Ionenmasse. Die Eichparameter a, a', b und b' wurden experimentell bestimmt und als Funktion der Pulshöhen PL und PH der leichten bzw. schweren Fragmentgruppe aus der Reaktion 252 Cf(sf) bzw. 235 $U(n_{th},f)$ ausgedrückt.

Registriert man mit einem Halbleiter-Detektor das Pulshöhenspektrum der Fragmente aus einer der oben genannten Reaktionen, so erhält man aus den Peaklagen PL und PH der leichten bzw. schweren Fragmentgruppe die Eichparameter des Detektors.

b) Eichverfahren nach Kaufman et al. /16/

Die wahre Energie E_t eines schweren Ions wird aufgespalten in die scheinbare Energie E_a und den PHD.

$$E_t(X,M,Z) = E_a(X) + PHD(M,Z,E_t)$$

Die scheinbare Energie E_a ist nur eine Funktion der Pulshöhe

und wird experimentell durch die Eichung des Halbleiter-Detektors mit Alpha-Standards bestimmt. Der PHD ist eine Funktion der Masse M, der Kernladungszahl Z und der wahren Energie E_t des Ions. Da der PHD von E_t abhängt, ist die Berechnung von E_t ein iterativer Prozess.

In von Lindhard et al. /9/, /10/ definierten LSS-Einheiten läßt sich die Energie eines sich in Materie bewegenden Ions schreiben als

$$\varepsilon = E \frac{0{,}8853\ a_o\ (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}\ M_2}{Z_1\ Z_2\ e^2\ (M_1 + M_2)}$$

Index 1 bezieht sich auf das Ion, Index 2 auf das Bremsmedium; a_o ist der Radius der ersten Bohr-Bahn des Wasserstoffs.

Der experimentell bestimmte PHD in LSS-Einheiten ist dann gegeben durch

$$\Delta\varepsilon\ (\varepsilon) = \frac{6\,\varepsilon}{\varepsilon + 8} + \frac{A}{1 + 525\,\varepsilon^{-1{,}407}}$$

A ist eine den Detektor charakterisierende Konstante und kann aus dem PHD für 252 Cf - Spaltfragmente bestimmt werden.

In den letzten Jahren durchgeführte Präzisionsexperimente zur Bestimmung der totalen kinetischen Energie (TKE) durch Messung der Fragmentgeschwindigkeiten für die Reaktion

252 Cf(sf) von Henschel /17/ und 235 U(n,f) von Kohnle /18/, Hering /19/, Müller /20/ und Geltenbort /21/ zeigten alle den systematischen Trend, daß die aus Geschwindigkeitsmessungen resultierenden TKE-Werte 1 % bis 2 % kleiner sind als jene, die auf den zuvor skizzierten Detektor-Eichverfahren basieren. Außerdem wurde bei dem Schmittschen Eichverfahren eine Inkonsistenz der zwei Eichkonstantensätze festgestellt, die sich darin äußert, daß die TKE bei der 252 Cf-Eichung um ca. 1,2 MeV höher liegt als bei der 235 U-Eichung /19/.

Neben der Unverträglichkeit der Energieeichung mit der den Geschwindigkeitsmessungen zugrunde liegenden Zeiteichung, erfordern noch folgende physikalisch interessanten Fragestellungen eine genaue Untersuchung des Response-Verhaltens von Halbleiter-Detektoren auf Spaltfragmente.

a) Einfluß der Compoundkern-Anregungsenergie auf die Neutronenmultiplizitäten

Bei Kernspaltungen mit einem hohen Neutronen- oder Gamma-Untergrund können die Neutronenmultiplizitäten nicht direkt gemessen werden. Die gleichzeitige Messung der Energien und Geschwindigkeiten der Spaltfragmente ermöglichen jedoch eine indirekte Bestimmung der von den Fragmenten emittierten Neutronen. Da die Neutronenemission im Schwerpunktsystem des Fragmentes isotrop erfolgt, ist für eine gegebene Fragmentmasse die primäre Geschwindigkeit v^* (vor dem Abdampfen der Neutronen) gleich dem Mittelwert der gemessenen sekundären Geschwindigkeiten v. Unter Benützung der Massen- und Impulserhaltung können deshalb die primären Massen m^* der Fragmente berechnet werden.

Die mit den Halbleiter-Detektoren gemessenen Energien sind sekundär und ermöglichen die Bestimmung der Fragmentmassen m nach Neutronenemission. Die Anzahl der prompten Neutronen ergibt sich dann aus der Differenz der primären und sekundären Fragmentmasse.

$$\nu = m^* - m$$

Da ν nur etwa 1% der Fragmentmassen beträgt, sind zuverlässige Neutronenmultiplizitäten nur bei konsistenter Energie- und Zeiteichung zu erwarten.

b) Gerade-ungerade-Effekte, und damit Paarkorrelationen können besonders gut bei der kalten Fragmentation studiert werden. Die kalte Fragmentation ist ein Spaltprozess, bei dem die totale Anregungsenergie E^* zu klein ist um ein Neutron zu emittieren ($E^* < 7$ MeV). Für eine gegebene Fragmentation kann mit dem aus Massentabellen bekannten Q-Wert die Anregungsenergie nach der Formel

$$E^* = Q - TKE$$

berechnet werden. Wie bei der indirekten Bestimmung der Neutronenmultiplizitäten besteht auch hier der Nachteil, daß eine kleine Größe als Differenz zweier großer Zahlen bestimmt wird. Beispielsweise erfordert eine Genauigkeit von 10% in ν, daß die primären und sekundären Massen auf ca. 0,1% genau bestimmt werden müssen.

In der vorliegenden Arbeit wurde der Pulshöhen-Response von Oberflächen-Sperrschicht-Detektoren auf Spaltfragmente bekannter Energie studiert. Der lineare Ansatz der Schmittschen Energie-Eichgleichung konnte bestätigt werden. Aus der Energie-Pulshöhen- und Energie-Massen-Relation wurde in Verbindung mit der 252 Cf Fragment-Pulshöhen-Charakteristik ein neuer Satz von Eichkonstanten berechnet.

An mehreren Beispielen wird an der TKE aufgezeigt, daß mit den neuen Eichkonstanten die Energieeichung mit der Zeiteichung konsistent ist, und die berechnete Energie- und Massenabhängigkeit des PHD mit direkt gemessenen Werten gut übereinstimmt.

2. M E S S P R I N Z I P

Die Messungen wurden am Spaltprodukt-Massen-Separator LOHENGRIN am Hochfluß-Reaktor in Grenoble durchgeführt. Der Separator liefert in seiner Fokalebene Spaltfragmente bekannter Masse. LOHENGRIN hat gegenüber einem Schwerionen-Beschleuniger zwei wesentliche Vorteile. Erstens stehen an einem Beschleuniger nur betastabile Ionen zur Verfügung, die im Vergleich zu Spaltfragmenten gleicher Masse ein größeres Proton-Neutron-Verhältnis besitzen. Zweitens kann beim Massenseparator LOHENGRIN die Masse der selektierten Fragmente innerhalb weniger Minuten nur durch Verändern der elektrischen und magnetischen Feldstärke und ohne Ionenquellenwechsel verändert werden.

Da die Energieeichung des Spektrometers, die mit Alpha-Teilchen bekannter Energie erfolgte, nur auf etwa 1% genau war und spontane Änderungen in den Eichkonstanten bis zu 3% beobachtet wurden /22/, erfolgte die Energiebestimmung der selektierten Fragmente durch Messung ihrer Geschwindigkeit mit einer Flugzeitapparatur. Das Startsignal zur Messung der Flugzeit für eine vorgegebene Flugstrecke lieferte ein Time Pickoff Detektor /23/, und das Stopsignal wurde neben dem Energiesignal von dem am Ende der Flugstrecke positionierten Halbleiter-Detektor kapazitiv ausgekoppelt.

Der Time Pickoff Detektor besteht im wesentlichen aus einer dünnen Folie, die senkrecht in den Fragmentstrahl gebracht wird und zwei kaskadierten Kanalplatten, in denen die Sekundärelektronen vervielfacht werden, die beim Durchgang der Fragmente durch die Folie ausgelöst wurden.

Damit aus dem gemessenen Flugzeitspektrum die Geschwindigkeit der selektierten Fragmente berechnet werden kann, muß der elektronische Zeitnullpunkt bekannt sein. Um eine Bestimmung des elektronischen Zeitnullpunktes und der damit verbundenen Meßfehler zu umgehen, wurde die "Verschiebetechnik" angewandt. Die "Verschiebetechnik" besteht darin, daß das Flugzeitspektrum für eine kurze Flugstrecke s1 und für eine lange Flugstrecke s2 gemessen wird. Aus der Verschiebung Δt des Flugzeitspektrums für die lange Flugstrecke gegenüber dem Flugzeitspektrum für die kurze Flugstrecke berechnet sich die Geschwindigkeit der selektierten Fragmente zu

$$v = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{s2 - s1}{\Delta t} \qquad (1)$$

Die Verschiebetechnik bietet ferner den großen Vorteil, daß Verschiebungen des Flugzeitspektrums infolge verschiedener Anstiegszeit und Höhe der Start- und Stopimpulse (je nach Masse und Energie der Fragmente) durch die Differenzbildung eliminiert werden.

Da die Masse der analysierten Fragmente durch die LOHENGRIN-Feldeinstellungen bekannt ist, ergibt sich die Energie zu

$$E = 1{,}0364 \; \frac{M}{2} \; v^2 \qquad (2)$$

Der Faktor 1,0364 ist ein Konversionsfaktor um die Energie

in Einheiten von MeV zu erhalten, wenn man die in der Kernphysik üblichen Einheiten amu für die Masse und cm/ns für die Geschwindigkeit benutzt.

Um die Analyse des Response-Verhaltens der Halbleiter-Detektoren einfach und übersichtlich zu gestalten, wird zunächst für verschiedene Massen als Parameter die Energie-Pulshöhen-Relation untersucht, d.h. wie hängt die Fragmentenergie, die nach Gleichung (2) berechnet wird, bei konstant gehaltener Masse M von der Pulshöhe X ab.

$$E = E (X, M = \text{const}) \qquad (3)$$

In einem zweiten Schritt wird für verschiedene Pulshöhen als Parameter die Energie-Massen-Relation untersucht.

$$E = E (M, X = \text{const}) \qquad (4)$$

Die Gleichungen (3) und (4) gestatten nun die Aufstellung der Energie-Eichgleichung

$$E = E (X, M) \qquad (5)$$

und die Bestimmung der für den jeweils vermessenen Halbleiter-Detektor charakteristischen Eichparameter.

Da in der Praxis eine Energieeichung von Halbleiter-Detektoren mit energie- und massenseparierten Spaltfragmenten zu aufwendig ist, wird das Pulshöhenspektrum von

Spaltfragmenten aus der Reaktion 252 Cf(sf) registriert, und die Eichparameter als Funktion von PL (Pulshöhe der leichten Fragmentgruppe) und PH (Pulshöhe der schweren Fragmentgruppe) berechnet. Die Bestimmung der Eichparameter eines Halbleiter-Detektors reduziert sich dann auf die Registrierung eines 252 Cf Fragment-Pulshöhenspektrums und die Bestimmung der Peaklagen PL und PH.

3. EXPERIMENTELLES VERFAHREN

3.1 DAS MASSENSPEKTROMETER "LOHENGRIN"

3.1.1 ARBEITSWEISE DES RÜCKSTOSS-MASSENSEPARATORS

In Abb. 1 ist der Aufbau des Massenseparators schematisch dargestellt. Die von einem "inpile" Target kommenden hochionisierten (Ionenladungszahl q etwa 14 bis 18) Spaltprodukte werden in einem magnetischen Sektorfeld horizontal abgelenkt und entsprechend ihrem Impuls zu Ionenladungszahlverhältnis selektiert. Im elektrischen Sektorfeld eines Zylinderkondensators werden die Fragmente entsprechend ihrer Energie vertikal abgelenkt. An einem 72 cm langen Austrittsschlitz in der Fokalebene des Spektrographen stehen die Spaltprodukte zur Analyse zur Verfügung. Die Energiedispersion über die ganze Länge des Austrittsschlitzes beträgt etwa 10% /24/. Der von den Fragmenten zurückgelegte Weg von der Quelle bis zum Austrittsspalt des Spektrographen beträgt 23 m. Bei einer mittleren Geschwindigkeit von ca. 1 cm/ns für Spaltprodukte ergibt sich damit die Flugzeit im Separator zu etwa 2 μs. Sie ist damit wesentlich kürzer als die kleinsten Halbwertszeiten für den nachfolgenden Beta-Zerfall. Da die hochangeregten primären Spaltfragmente ihre prompten Neutronen in ca. 10^{-14} s abdampfen /25/ werden im Spektrometer die sekundären Spaltfragmente nach Masse und Energie getrennt.

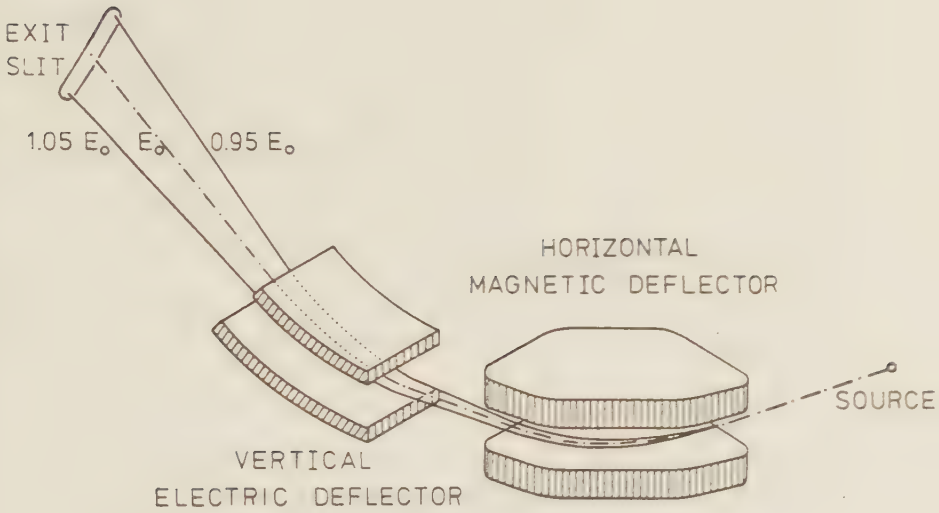

Abb. 1
Schematische Darstellung des Massenseparators LOHENGRIN mit charakteristischen Flugbahnen der Spaltfragmente.

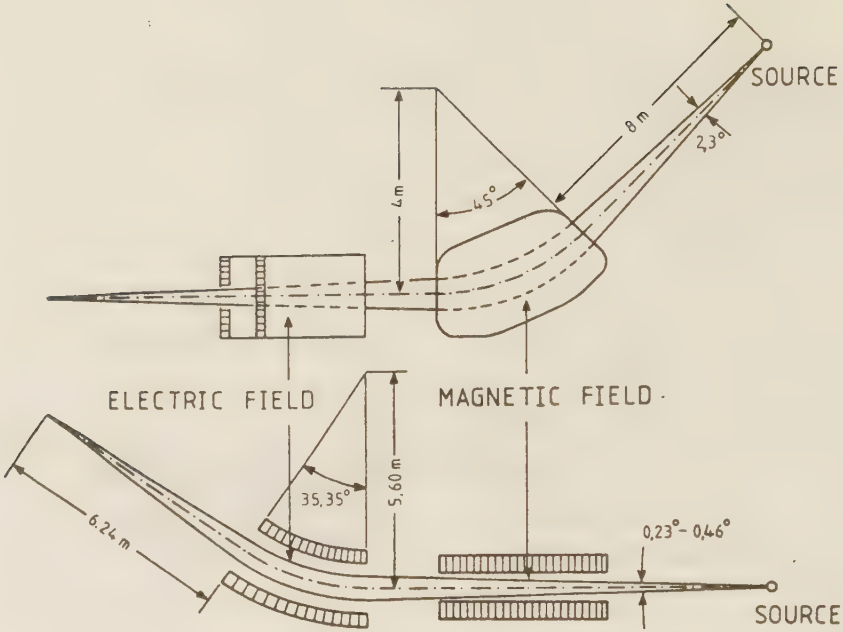

Abb. 2
Horizontaler und vertikaler Schnitt durch den Separator

3.1.2 TARGETS

Die bei der Messung verwendeten Targets bestanden aus 300 $\mu g/cm^2$ UO_2 (93% angereichertes 235 U) auf einem Titan-Trägerblech. Um die Abnahme der Quellstärke, die als Abbrand bezeichnet wird, möglichst klein zu halten, war das UO_2 mit 300 $\mu g/cm^2$ Tantal abgedeckt. Dadurch wurde das Herausstoßen von Uran-Clustern (Sputtering) durch Spaltprodukte weitgehend vermieden.

Das Target ist in einem Abstand von ca. 50 cm vom Rand des Reaktorbrennelementes in einem horizontalen Strahlrohr positioniert.

Der thermische Neutronenfluß (E < 0,625 eV) am Targetort beträgt $5 \cdot 10^{14}$ Neutronen pro cm^2 und Sekunde. Die Kühlung des Targets erfolgt nur durch Strahlung, so daß sich eine Gleichgewichtstemperatur von ca. 500 - 700 Grad C einstellt.

3.1.3 SELEKTIERUNG DER SPALTPRODUKTE

Im elektrischen Feld des Ablenkkondensators werden die auf ein geladenes Teilchen wirkenden Kräfte beschrieben durch

$$\vec{K} = Q \vec{E} \qquad (1)$$

und

$$K_z = \frac{m v^2}{\rho_{el}} \qquad (2)$$

mit $\vec{K}$ = Coulombkraft

Q = Ladung der Ionen

$\vec{E}$ = elektrische Feldstärke

K_z = Zentrifugalkraft

m = Masse der Ionen

v = Geschwindigkeit der Ionen

ρ_{el} = Ablenkradius des Hauptstrahls im elektrischen Feld

Wird in Gleichung (1) die elektrische Feldstärke ersetzt durch U/d, wobei U die an den Kondensatorplatten anliegende Spannung und d den Plattenabstand bezeichnet, und wird in Gleichung (2) $m\,v^2$ durch $2\,E_{kin}$ (E_{kin} = kinetische Energie) substituiert, so folgt aus Gleichung (1) und (2) die allgemein bekannte Formel

$$U = \frac{E_{kin}}{Q} \frac{2d}{\rho_{el}} \qquad (3)$$

die besagt, daß im Kondensator die geladenen Teilchen entsprechend ihrem Energie-Ladungs-Verhältnis selektiert werden.

Im Magnetfeld erfolgt die Teilchenselektierung nach dem Impuls-Ladungs-Verhältnis.

$$B = \frac{P}{Q} \frac{1}{\rho_{mag}} \qquad (4)$$

ρ_{mag} = Ablenkradius des Hauptstrahls im magnetischen Feld

Aus Gleichung (3) und (4) folgt:

$$v = \frac{E}{B} \frac{\rho_{el}}{\rho_{mag}} \qquad (5)$$

Die Geschwindigkeit der analysierten Ionen ist nach Gleichung (5) von der elektrischen Feldstärke und der magnetischen Induktionsflußdichte bestimmt und unabhängig von der Ladung oder der Masse der Ionen. Das LOHENGRIN-Spektrometer ist deshalb ein Geschwindigkeitsfilter.

Wird in Gleichung (4) die Geschwindigkeit durch Gleichung (5) substituiert, folgt

$$\frac{A}{q} = \frac{B^2}{E} \text{ const} \qquad (6)$$

mit A = Massenzahl in amu

q = Ionenladungszustand

Ionen mit gleichem A/q Verhältnis werden durch das Spektrometer auf einer Parabel in der Fokalebene abgebildet. Die Geschwindigkeit der Ionen ist bestimmend für die Position auf der Parabel.

Soll das Spektrometer Spaltfragmente mit vorgegebener Energie und vorgegebenem A/q Verhältnis analysieren, so muß die elektrische und magnetische Feldeinstellung entsprechend den Gleichungen (3) und (6) erfolgen.

Die oben abgeleiteten Formeln gelten in dieser einfachen Form nur für Partikel des Hauptstrahls, bei denen der Geschwindigkeitsvektor immer senkrecht zur Feldrichtung steht.

3.1.4 MASSENIDENTIFIKATION

Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, können Spaltfragmente mit gewünschtem A/q durch geeignete Wahl des elektrischen und magnetischen Ablenkfeldes gemäß der Formel

$$\frac{A}{q} = \frac{B^2}{E} \text{ const}$$

mit dem LOHENGRIN-Spektrometer selektiert werden. Zu Beginn des Experimentes mußte die in obiger Gleichung enthaltene apparative Konstante bestimmt werden. Dazu wurden bei konstant gehaltenem elektrischen Feld die Zählrate der im Halbleiter-Detektor nachgewiesenen Fragmente in Abhängigkeit von der Stärke des magnetischen Feldes registriert.

Die A/q Werte der Linien des so erhaltenen Intensitätsspektrums der Spaltfragmente wurden durch Vergleich mit bekannten Intensitätsspektren /26/ (siehe Abb. 3) identifiziert, und mit Hilfe der zugehörigen Feldstärken die apparative Konstante berechnet.

Die Intensitätsstruktur der A/q Spektren verändert sich für Targets verschiedener Massenbelegung bzw. unterschiedlicher Dicke der Tantalabdeckung. Außerdem können Abbrandeffekte und Diffusion des Urans in das Ti-Backing eine zeitliche Änderung der A/q Spektren verursachen.

Um die A/q Zuordnung zu verifizieren wurde im Bereich der leichten Fragmente für die Massenkette A = 92 und für

die schweren Fragmente für A = 134 das charakteristische Gamma-Spektrum analysiert. Dazu wurde eine dünne Al-Folie mit Fragmenten bestrahlt und das charakteristische Gamma-Spektrum off line mit einem GeLi-Detektor registriert.

1. Messung (Bestrahlungszeit = 60 min)

E (keV)	I (cts/min)	identifizierter Zerfall
429,4	250	$^{92}_{38}Sr \longrightarrow {}^{92}_{39}Y$
1384,3	463	

2. Messung (Bestrahlungszeit = 30 min)

79,3	1760	
180,9	1170	
201,3	510	
210,4	1280	
277,8	780	$^{134}_{52}Te \longrightarrow {}^{134}_{53}I$
435,0	350	
461,1	220	
565,8	260	
644,0	10	
767,1	380	
847,0	890	$^{134}_{53}I \longrightarrow {}^{134}_{54}Xe$
884,0	640	

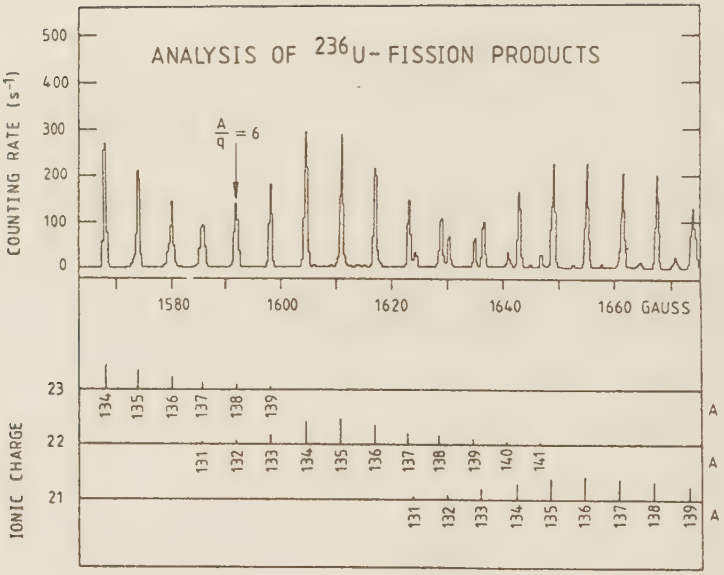

Abb. 3
Ausschnitt aus einem Spaltproduktspektrum bei konstant gehaltenem elektrischen Feld (U = 350 kV) und kontinuierlich variiertem magnetischen Feld. In den darunterliegenden Skalen ist die Intensität der einzelnen Massenlinien für verschiedene Ionenladungszustände aufgetragen.

3.2 HALBLEITERZÄHLER

Insgesamt wurden acht Halbleiterzähler vermessen. Sechs davon waren Silizium-Oberflächen-Sperrschichtzähler aus der F-Serie der Firma EG&G ORTEC und hatten folgende Spezifikationen:

aktive Fläche	100 mm^2
spezifischer Widerstand	400 Ohm cm
Dicke der Goldelektrode	40 $\mu g/cm^2$
angelegte Sperrspannung	75 Volt
Sperrschichttiefe	$\geq$ 60 μm

Zwei Halbleiterzähler wurden im eigenen Labor hergestellt /27/. Ausgangsmaterial waren durch Neutronenbeschuß dotierte Siliziumscheiben der Firma WACKER mit einem spezifischen Widerstand von ca. 500 Ohm cm.

In Abb. 4 ist die gemessene Impulshöhe für verschiedene Massen als Funktion der am Halbleiterzähler anliegenden Spannung aufgetragen. Unterhalb 50 Volt ist noch eine starke Zunahme der Pulshöhe mit zunehmender Sperrspannung zu beobachten. In dieser Region ist die Ladungssammlung unvollständig, was im wesentlichen auf Rekombinationsprozesse der Ladungsträger in der dichten Plasmasäule /28/ entlang der Bremsspur der Fragmente zurückzuführen ist.

Die Pulshöhen-Spannungscharakteristik verläuft mit zunehmender Spannung immer flacher (sogenannter Sättigungsbereich). Es wäre daher naheliegend bei möglichst hohen Sperrspannungen zu messen um den Einfluß von Schwankungen der Sperrspannung auf die gemessenen Pulshöhen klein zu halten.

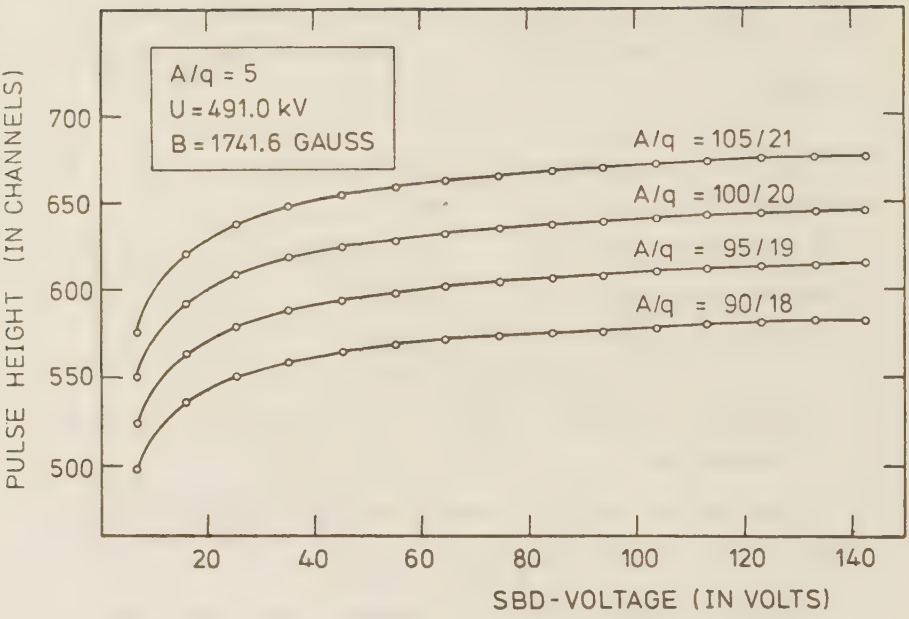

Abb. 4

Pulshöhe als Funktion der Sperrspannung des Halbleiter-Zählers für verschiedene Massen gleicher Geschwindigkeit (v = 1,298 cm/ns).

Ein Vergleich der A/q = 5 Pulshöhenspektren bei verschiedenen Sperrspannungen zeigte jedoch ab ca. 100 Volt das Einsetzen von Multiplikationsprozessen im Halbleiterzähler. Vergleicht man Abb. 5 mit Abb. 6, so ist deutlich zu erkennen, daß als Folge des einsetzenden Multiplikationsprozesses die Täler zwischen benachbarten Peaks mit zunehmender Sperrspannung deutlich aufgefüllt werden. Dies kann so erklärt werden, daß man sich in einem Bereich kritischer Feldstärke befindet, in dem der Multiplikationsprozess nur lokal stattfindet. Dadurch werden einzelne Ereignisse aus dem Peak zu größeren Pulshöhen herausgestreut und das Tal zum nachfolgenden Peak aufgefüllt.

Um möglichst gute Meßergebnisse zu erhalten sind einerseits hohe Feldstärken erwünscht um möglichst vollständige Ladungssammlung zu erreichen (Unterdrückung des Rekombinationsprozesses), andererseits soll die Feldstärke nicht zu groß sein, um das Einsetzen des Multiplikationseffektes zu verhindern. Um diesen sich widersprechenden Forderungen zu genügen, wurden die Messungen bei 75 Volt Sperrspannung durchgeführt.

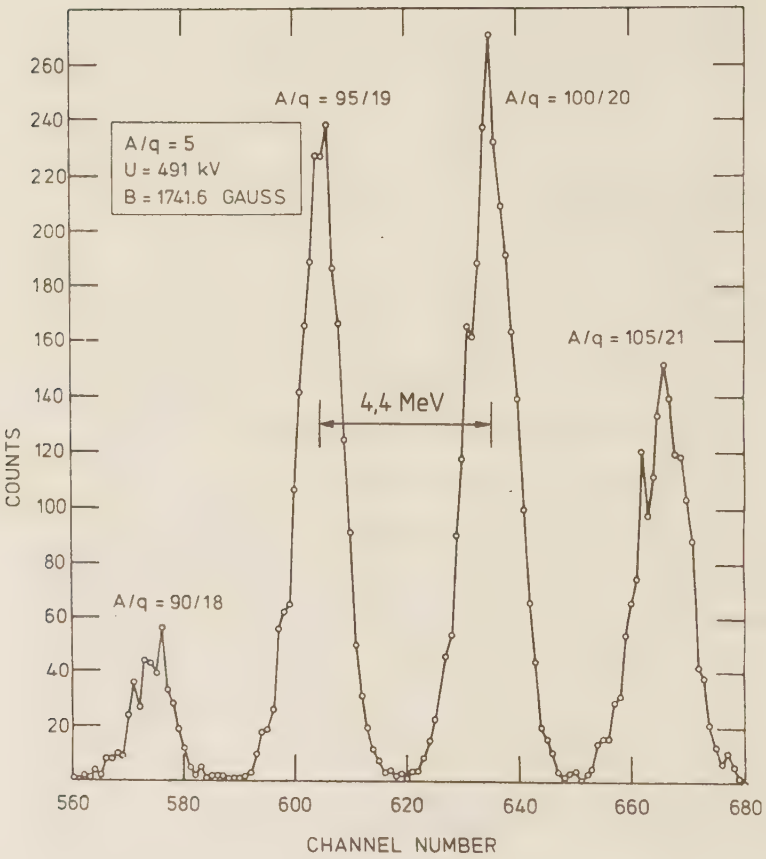

Abb. 5

Energiespektrum des Halbleiterzählers für A/q = 5 und 75 Volt Sperrspannung. Die Täler zwischen benachbarten Peaks (Energieabstand 4,4 MeV) sind sehr ausgeprägt.

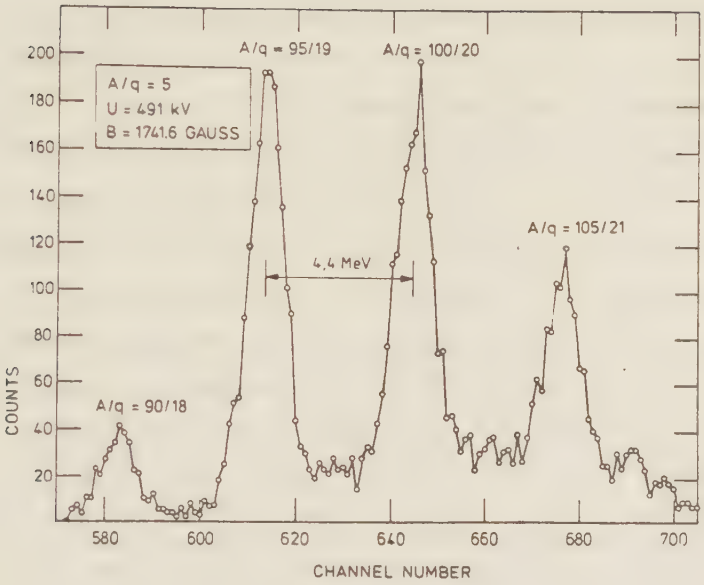

Abb. 6

Gleiches Spektrum wie in vorhergehender Abb. Die Sperrspannung des Halbleiterzählers wurde jedoch auf 133 Volt erhöht. Die Täler zwischen benachbarten Peaks sind als Folge des einsetzenden Multiplikationsprozesses deutlich aufgefüllt.

3.3 252 Cf EICHQUELLE

Die 252 Cf Eichquelle wurde vom COMMISARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE (FRANKREICH) geliefert. Sie hatte ein 0,5 mm dickes Pt-Backing und eine Aktivität von etwa $3 \cdot 10^5$ Spaltungen pro Minute zum Zeitpunkt der Messung.

Um sicher zu gehen, daß die 252 Cf Eichspektren nicht durch Spaltprodukte anderer spontan spaltender Nuklide in der Eichquelle verfälscht werden, erfolgte eine sorgfältige Untersuchung der Eichquelle auf Kontamination durch andere spontan spaltende Nuklide. Dazu wurden mit einem Halbleiterzähler die Alpha-Impulshöhenspektren der Eichquelle aufgenommen. Außer den erwarteten 6,076 MeV und 6,118 MeV Alpha-Linien des 252 Cf lagen 4 weitere Alpha-Linien bei niedrigeren Energien. Um diese Linien zu identifizieren wurde neben der Eichquelle eine 210 Po Quelle angebracht und die 5,305 MeV Alpha-Linie des 210 Po gleichzeitig mit den Alpha-Linien der Eichquelle registriert. Aus dem Abstand der 5,305 MeV Alpha-Linie des 210 Po und der 6,118 MeV Alpha-Linie des 252 Cf konnte unter Verwendung eines Präzisionspulsers die Energie der vier unbekannten Alpha-Linien bestimmt werden.

Mit Hilfe dieser Energien wurden die Alpha-Linien folgendermaßen identifiziert /29/:

1. 5,764 MeV Alpha-Linie des 244 Cm
2. 5,806 MeV Alpha-Linie des 244 Cm
3. 5,989 MeV Alpha-Linie des 250 Cf
4. 6,031 MeV Alpha-Linie des 250 Cf

Ferner bestätigten die relativen Intensitätsverhältnisse der Linien 1 und 2 bzw. 3 und 4 diese Identifikation.

Aus den gemessenen Alpha-Intensitäten und den bekannten Halbwertszeiten für spontane Spaltung und Alpha-Emission wurde die Beimischung der 244 Cm und 250 Cf Spaltfragmente im Impulshöhenspektrum der 252 Cf Eichquelle abgeschätzt.

Ergebnis: Die Beimischung von 244 Cm Spaltfragmente ist kleiner als 10^{-5} und diejenige von 250 Cf Spaltfragmente ist kleiner als $2 \cdot 10^{-3}$.

Die Verfälschung der 252 Cf Eichspektren durch 244 Cm und 250 Cf Spaltfragmente ist also vernachlässigbar gering.

Im ungünstigsten Fall trafen bei der Eichung die Spaltfragmente unter einem Winkel von 8 Grad gegen die Senkrechte auf den Halbleiterzähler auf. Dadurch vergrößert sich der Energieverlust im Goldfenster des Halbleiterzählers um etwa 1%. Da der gesamte Energieverlust für Spaltfragmente im Goldfenster nur etwa 0,5 MeV beträgt /30/, /31/, bewirkt der schräge Einfall der Spaltfragmente bei der Eichung keine merkliche Verschiebung des Eichspektrums zu niedrigeren Energien.

3.4 MECHANISCHER AUFBAU

Abb. 7 zeigt schematisch den mechanischen Aufbau der Meßapparatur. Damit bei der Messung nur Fragmente mit gleichem A/q Verhältnis und geringer Energiedispersion registriert werden, ist auf der dem LOHENGRIN zugewandten Seite des Coaxial Time Pickoff Systems eine rechteckförmige Blende angebracht. Die Ausdehnung der Blendenöffnung entlang der A/q Parabeln betrug 7 mm, senkrecht dazu 3 mm. Dadurch wurden nur Fragmente registriert, deren Energiedispersion kleiner als 0,1% war. Das entspricht einer Dispersion von etwa 100 keV für typische Spaltfragmente.

Die Halterung des Halbleiterzählers ist auf das Ende eines dünnen Edelstahlrohres montiert, das in Richtung des Fragmentstrahles vakuumdicht verschoben werden kann. Durch ein auswechselbares Distanzstück kann der Halbleiterzähler in zwei gut reproduzierbare Positionen gebracht, und damit zwischen dem Time Pickoff System und dem Halbleiterzähler ein kurzer und ein langer Flugweg realisiert werden. Im Innern des dünnen Edelstahlrohres sind ein Kabel zur Abnahme der Impulse und zwei Kupferrohre zur Wasserkühlung des Halbleiterzählers verlegt.

Die 252 Cf Eichquelle kann unter Vakuum in die Meßposition gebracht werden. Nach der Aufnahme des Eichspektrums wird die Eichquelle in ein Edelstahlrohr zurückgezogen, um eine Kontamination des Halbleiterzählers und der Vakuumapparatur durch Selbsttransfer des 252 Cf zu vermeiden.

Mit einer Turbo-Molekularpumpe wird in der Messaparatur ein kohlenwasserstofffreies Vakuum von besser als 10^{-3} Pascal aufrechterhalten.

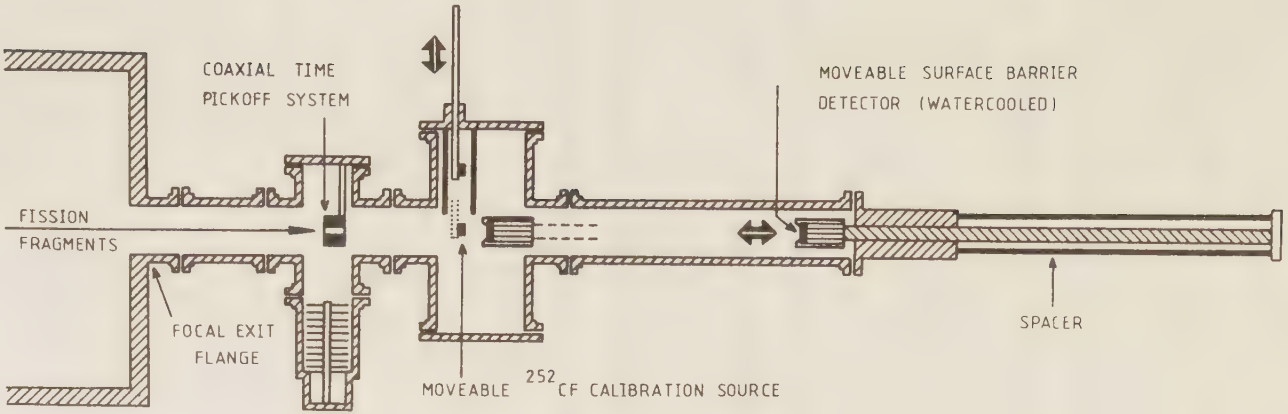

Abb. 7: Mechanischer Aufbau der Meßapparatur

3.5. NACHWEISELEKTRONIK

Ein Blockschaltbild der Elektronik ist in Abb. 8 dargestellt. Sie gliedert sich in einen langsamen Energiezweig, in einen schnellen Startzweig in dem die Impulse eines Coaxial Time Pickoff Systems /23/ verarbeitet werden und in einen schnellen Stopzweig, der von den kapazitiv ausgekoppelten Halbleiterzählerimpulsen durchlaufen wird.

Im Energiezweig durchlaufen die vom Halbleiterzähler kommenden Impulse einen ladungsempfindlichen Vorverstärker (CANBERRA, Modell 2003) und werden im Spectroscopy Amplifier (CANBERRA, Modell 2020) nachverstärkt und so geformt, daß sie vom nachfolgenden Analog to Digital Converter (ADC) analysiert werden können. Das ADC 2 (CANBERRA, Modell 8070) digitalisiert die analogen und energieproportionalen Impulse mit einer Auflösung von 1024 Kanälen.

Der schnelle Startimpuls des Coaxial Time Pickoff Systems durchläuft einen Abschwächer, einen Constant Fraction Timing Discriminator CFTD (SCHLUMBERGER, modifiziertes Modell 7158) und startet den Time to Amplitude Converter TAC (CANBERRA, Modell 2043). Um den dynamischen Bereich der Startimpulse möglichst klein zu halten, wurden die beiden kaskadierten Kanalplatten des Time Pickoff Systems im Sättigungsbereich betrieben. Dazu wurde die Hochspannung an den Kanalplatten so gewählt, daß die Startimpulse eine mittlere Höhe von 5 Volt hatten. Die besten Zeitauflösungen der verwandten CFTD ergaben sich für Pulshöhen zwischen 0,5 und 1 Volt bei einer Diskriminatorschwelle zwischen 50 und 100 mV. Die Startimpulse wurden deshalb vor dem CFTD entsprechend abgeschwächt.

Das hinter dem Halbleiterzähler kapazitiv (470 pF) ausgekoppelte Stopsignal durchläuft einen schnellen Vorverstärker (AVANTEK), einen CFTD und stoppt den TAC.

Das analoge Ausgangssignal des TAC ist in seiner Höhe proportional zur Zeitdifferenz zwischen den Ausgangssignalen der zwei CFTD und wird im ADC 1 mit einer Auflösung von 4096 Kanälen digitalisiert. Zur Zeiteichung können die Impulse eines 1 GHz Precision Time Calibrators /32/ auf den Start- und Stopeingang des TAC gegeben werden.

Während der Messung werden die digitalisierten Flugzeit- und Energiedaten über ein Interface (Eigenbau) im Gedächtnis eines Multichannel-Analysers MCA (CANBERRA, Modell 8100) abgespeichert und in Spektrumsform aufsummiert. Auf dem Monitor des MCA werden das Flugzeitspektrum und das Energiespektrum nebeneinander dargestellt. Nach Beendigung der Messung werden die Spektren mit einem Controller (CANBERRA, Modell 8531A) auf Magnetband geschrieben.

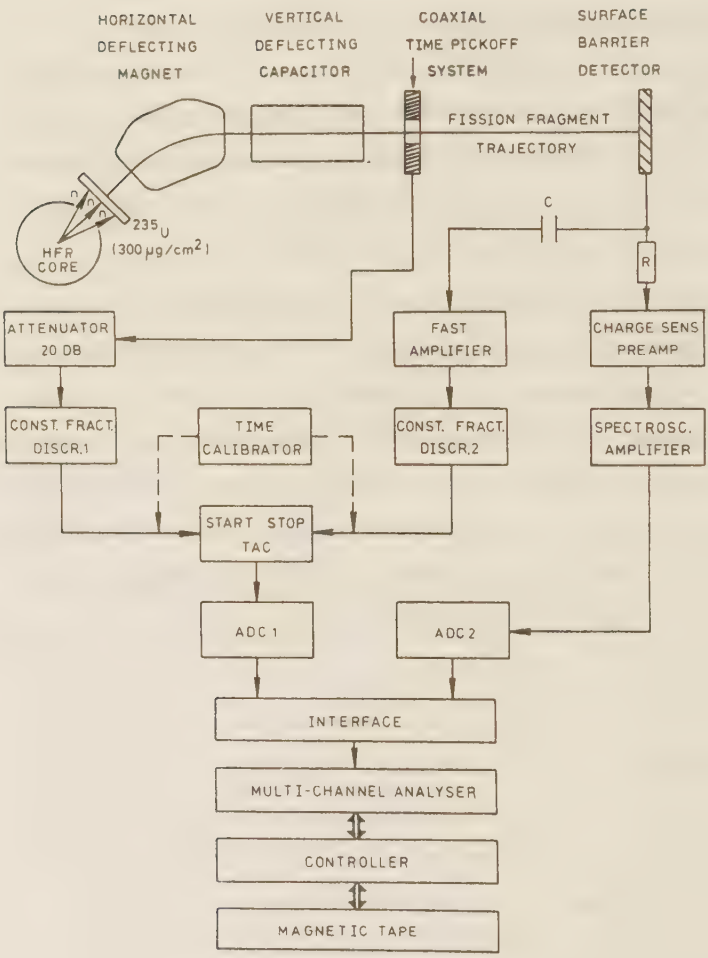

Abb. 8: Blockdiagramm der Nachweiselektronik

3.6 DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTES

Der Ablauf eines Meßzykluses, d.h. die Vermessung eines einzelnen Halbleiterzählers gliederte sich folgendermaßen:

1. Aufnahme eines Eichspektrums.
   (Impulshöhenspektrum der 252 Cf Spaltfragmente)

2. Zeiteichung des Time to Amplitude Converters mit einem 1 GHz Precision Time Calibrator.

3. a) Messung des Flugzeitspektrums und des Energiespektrums für 235 U Spaltfragmente mit gleichen A/q Werten und gleicher Geschwindigkeit für den kurzen Flugweg.

   b) Wiederholung der Messung a) für den langen Flugweg.

   c) Bei festgehaltenem A/q Wert, jedoch variierter Geschwindigkeit der Spaltfragmente werden die Messungen a) und b) wiederholt.

   d) Wiederholung der Messungen a), b), und c) für variierte A/q Werte.

4. Zeiteichung des Time to Amplitude Converters.

5. Aufnahme eines 252 Cf Eichspektrums.

Aus der Verschiebung der Peaklagen PL und PH der Eichspektren, die jeweils zu Beginn und Ende eines Meßzykuses

aufgenommen wurden, wurden Langzeitdriften des langsamen Zweiges der Meßapparatur von etwa 50 keV berechnet. Diese gute Langzeitstabilität der Meßapparatur ist wesentlich darauf zurückzuführen, daß der Halbleiterzähler keinem direkten Neutronenbeschuß ausgesetzt war und deshalb nur eine geringe Strahlenschädigung erlitt. Ferner wurde durch die Wasserkühlung des Halbleiterzählers eine gute Temperaturstabilität erreicht und damit eine Veränderung des Sperrstromes bei Temperaturänderungen in der Reaktorhalle weitgehend vermieden.

4. A U S W E R T U N G

4.1 FLUGZEIT- UND ENERGIESPEKTREN

Die Peaklagen der Flugzeit- und Energiespektren wurden durch Gaußfits berechnet und unter Verwendung der dabei gewonnenen Standardabweichungen die Halbwertsbreiten FWHM (Full Width at Half Maximum) nach der Formel

$$FWHM = 2{,}35\ \sigma$$ bestimmt.

Da bei der langen Flugstrecke sich der Halbleiterzähler weit außerhalb der Fokalebene des LOHENGRIN-Spektrometers befand, wurde durch die Winkeldivergenz der Fragmentstrahlen die Ereigniszahl in den Spektren drastisch reduziert. Deshalb wurden die bei der langen Flugstrecke registrierten Energiespektren nicht zur Auswertung herangezogen, sondern nur zur Kontrolle jener Energiespektren benutzt, die bei der kurzen Flugstrecke registriert wurden.

Wie aus Abb. 9 ersichtlich, verschlechtert sich die Halbwertsbreite der Flugzeitspektren durch die Energiedispersion des Spektrometers und dem Energiestraggling in der Folie des Time Pickoff Systems von 200 ps (kurze Flugstrecke) auf 280 ps (lange Flugstrecke). Extrapoliert man die Zeitauflösung auf die Flugstrecke s = 0, so ergibt sich eine inherente Zeitauflösung der Flugzeitapparatur von ca. 180 ps.

Da Testmessungen mit einem Flugzeitspektrometer, bestehend aus zwei Time Pickoff Systemen eine Zeitauflösung für Spaltfragmente von 95 ps ergaben /23/, ist der Beitrag eines Systems ca. 70 ps. Die Zeitauflösung der Flugzeitapparatur ist

damit im wesentlichen vom Halbleiterzähler bestimmt, dessen Zeitauflösung (bei quadratischer Überlagerung) sich zu ca. 165 ps ergibt.

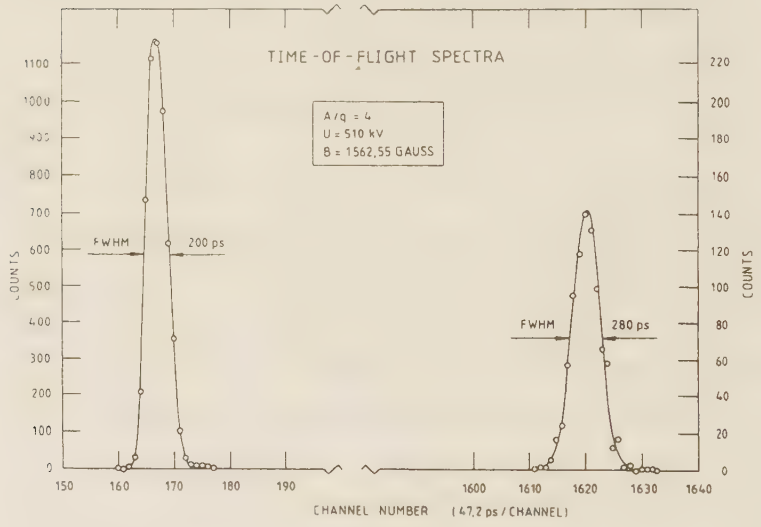

Abb. 9

Typisches Flugzeitspektrum für die kurze Flugstrecke (links) und für die lange Flugstrecke (rechts). Die Zeitauflösung (FWHM) verschlechtert sich infolge der Energiedispersion des Spektrometers und dem Energiestraggling in der Folie des Time Pickoff Systems von 200 ps (kurze Flugstrecke) auf 280 ps für die lange Flugstrecke.

4.2 KINETISCHE ENERGIE DER FRAGMENTE

Die kinetische Energie der Fragmente wurde nach der Formel

$$E_{kin} = 1{,}0364 \quad \frac{M}{2} \quad v^2 \qquad (1)$$

berechnet. Für die Masse M wurde die ganzzahlige Massenzahl A in amu verwendet, was mit hinreichender Genauigkeit erlaubt ist, wie folgende Überlegung zeigt:

Die totale relativistische Energie eines Fragmentes mit der Ruhemasse m_o ergibt sich zu

$$E_{tot} = \frac{m_o \; c^2}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}}$$

Die Potenzreihenentwicklung von $\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2}$

führt zu

$$E_{tot} = m_o \; c^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{3}{8} \frac{v^4}{c^4} + \ldots \right)$$

Identifiziert man $m_o \; c^2$ mit der Ruheenergie, so folgt aus

$$E_{tot} = E_{Ruhe} + E_{kin}$$

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m_o \; v^2 \left(1 + \frac{3}{4} \frac{v^2}{c^2} + \ldots \right) \qquad (2)$$

Wie man sich anhand der Massentabellen überzeugt, ist die Ruhemasse m_o (in amu) von Spaltfragmenten etwas kleiner als die Massenzahl A /29/. Diese Abweichung von ganzen Zahlen wird aber überraschenderweise durch die relativistische Massenzunahme fast vollständig kompensiert. Die ganzzahlige Massenzahl A für typische Spaltfragmente entspricht deshalb der relativistischen Masse in amu bis auf einige 10 keV genau.

Da die relativistische Masse m gegeben ist durch

$$m = m_o \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \dots \right) \qquad (3)$$

folgt aus Gleichung (1) bis (3)

$$E = 1{,}0364 \; \frac{A}{2} v^2 \left(1 + \frac{1}{4} \frac{v^2}{c^2} + \dots \right) \qquad (4)$$

Betrachtet man bei der Reaktion 235 $U(n_{th},f)$ eine Fragmentation, die dem mittleren leichten und dem mittleren schweren Fragment entspricht, so ergibt der Korrekturterm $v^2/4c^2$ in Gleichung (4) 0,00027 (= 20 keV) für das schwere bzw. 0,00056 (= 56 keV) für das leichte Fragment, und ist damit vernachlässigbar klein.

Die Geschwindigkeit berechnet sich zu

$$v = \Delta s / \Delta t$$

Δs = 102,21 cm ist die Differenz zwischen langer und kurzer Flugstrecke und Δt die Zeitdifferenz der entsprechenden Flugzeitspektren.

Abb. 10 zeigt einen Ausschnitt aus einem Zeiteichspektrum, das jeweils zu Beginn und am Ende eines Meßzykluses aufgenommen wurde. Durch die Berechnung der Peaklagen erhält man zwei Zeiteichkurven mit jeweils ca. 180 Meßpunkten. Aus diesen zwei Zeiteichkurven wurde jeweils die Flugzeit Δ t ermittelt und aus dem Mittelwert die Geschwindigkeit berechnet.

Der Energieverlust der Fragmente in der Folie des Time Pickoff Detektors (ca. 1,8 MeV, siehe Abb. 17) braucht dabei nicht berücksichtigt zu werden, da dieser das Startsignal liefert und damit die Flugzeit nach dem Eintreten des Energieverlustes gemessen wird.

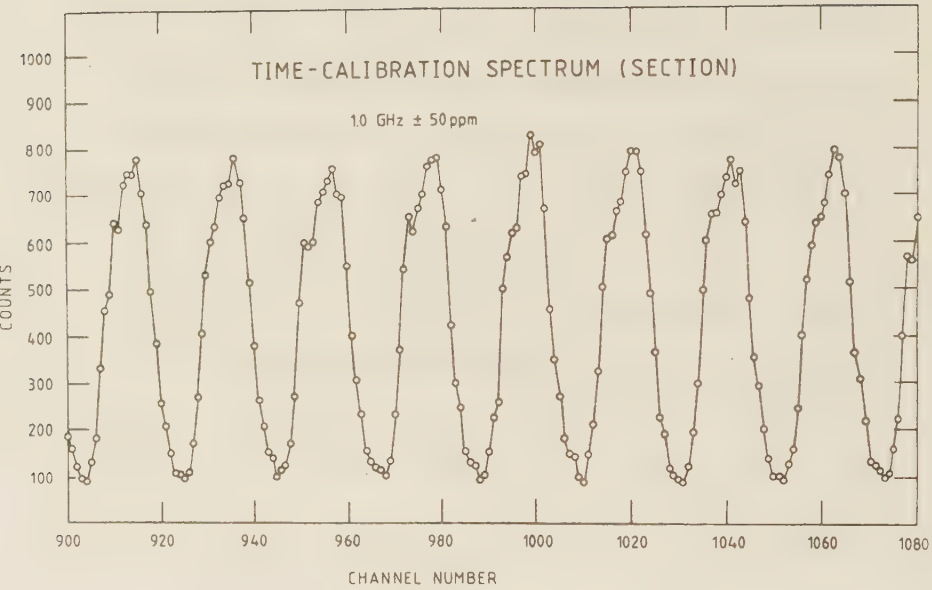

Abb. 10

Ausschnitt aus einem Zeit-Eichspektrum. Der Abstand von zwei aufeinanderfolgenden Peaks beträgt 1 ns. Das entspricht 47,2 ps pro Kanal.

4.3 252 Cf - EICHSPEKTREN

Abb. 11 zeigt ein typisches Pulshöhenspektrum der 252 Cf Eichquelle. Im Mittel wurden pro Eichspektrum ca. 90 000 Ereignisse registriert. Keines der Eichspektren zeigte eine Verzerrung oder 'high energy tailing', was ein Hinweis auf Multiplikationsprozesse der Ladungsträger gewesen wäre. Auch ein durch Kleinwinkelstreuung an Blenden oder durch Randeffekte des Halbleiterzählers bedingtes 'low energy tailing' wurde nicht beobachtet. Das Berg-zu-Tal-Verhältnis der Eichspektren schwankte bei den ORTEC-Zählern zwischen 2,65 und 2,88 bzw. zwischen 2,55 und 2,70 bei den im eigenen Labor hergestellten Zählern.

Um die Peaklage PH der schweren Fragmentgruppe bzw. PL der leichten Fragmentgruppe zu bestimmen, wurden drei verschiedene Verfahren angewandt.

1. Bestimmung der Peaklagen durch Parabelfits. Die schwere Fragmentgruppe wurde dabei im Pulshöhenbereich PH + - 0,4 (PV - PH) und die leichte Fragmentgruppe im Bereich PL + - 0,4 (PL - PV) angefittet (siehe Abb. 11).

2. Mit dem von Schmitt et al. /15/ angegebenen Verfahren. Hier entspricht PL dem Mittelpunkt zwischen den 3/4 - Maximumspunkten in der leichten Fragmentgruppe und PH dem Mittelpunkt zwischen den 3/4 - Maximumspunkten in der schweren Fragmentgruppe.

3. Fit des gesamten Spektrums nach dem Prinzip der kleinsten Fehlerquadrate durch die Überlagerung zweier Gaußfunktionen.

Die nach diesen drei Verfahren gewonnenen Peaklagen stimmten innerhalb des statistischen Fehlers miteinander überein.

Da beim Gaußfit das gesamte Spektrum zur Peaklagenbestimmung verwendet wird, ist die statistische Genauigkeit größer als bei den beiden anderen Verfahren. Dies äußerte sich auch darin, daß die Abweichungen in den Peaklagen der Eichspektren, die vor bzw. nach einem Run registriert wurden, bei dem Gaußfit am kleinsten waren.

Für die weitere Auswertung wurden deshalb die mit dem Gaußfit erhaltenen Peaklagen verwendet.

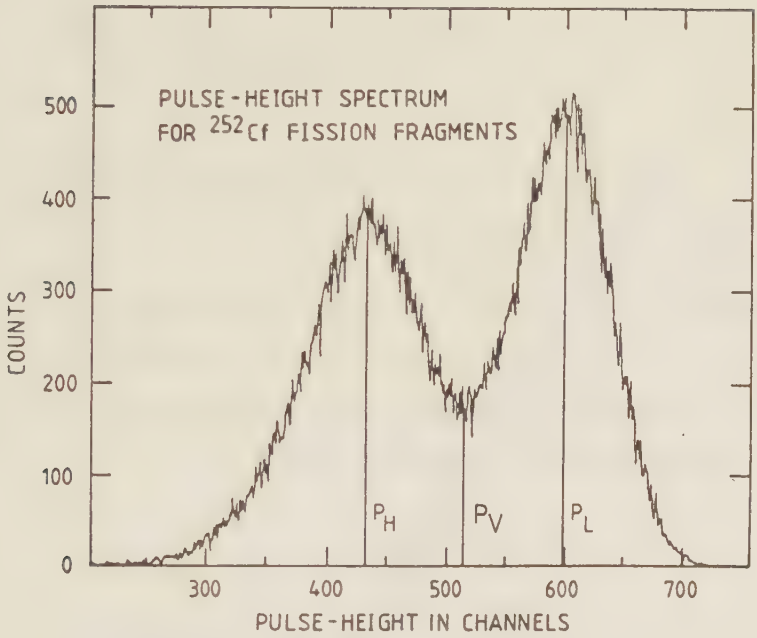

Abb. 11

Pulshöhenspektrum für 252 Cf Spaltfragmente. Der Pulshöhennullpunkt ist unterdrückt. Die Spektrumsparameter PH und PL bezeichnen die Peaklage der schweren bzw. leichten Fragmentgruppe. Die Lage des Tales zwischen der schweren und leichten Fragmentgruppe wird durch die Pulshöhe PV charakterisiert.

4.4 ENERGIE - PULSHÖHEN - RELATION

In Abb. 12 ist für die leichte Fragmentgruppe die Fragmentenergie in Abhängigkeit von der gemessenen Pulshöhe aufgetragen.

Für eine konstant gehaltene Masse liegen die Meßpunkte innerhalb der Meßfehler auf einer Geraden. Ferner ist aus dem Diagramm ersichtlich, daß die Energie mit zunehmender Fragmentmasse erhöht werden muß, um gleiche Pulshöhen zu erhalten, d.h. der Pulshöhendefekt nimmt mit der Masse zu.

Für die Energie - Pulshöhen - Relation kann anhand von Abb. 12 ein linearer Ansatz gemacht werden:

$$E(X,M) = A(M)\ X + B(M)$$

X ist die gemessene Pulshöhe, A(M) und B(M) sind massenabhängige Konstanten.

Die Massenabhängigkeit der Konstanten A(M) und B(M) läßt sich aus der Energie - Massen - Relation ermitteln.

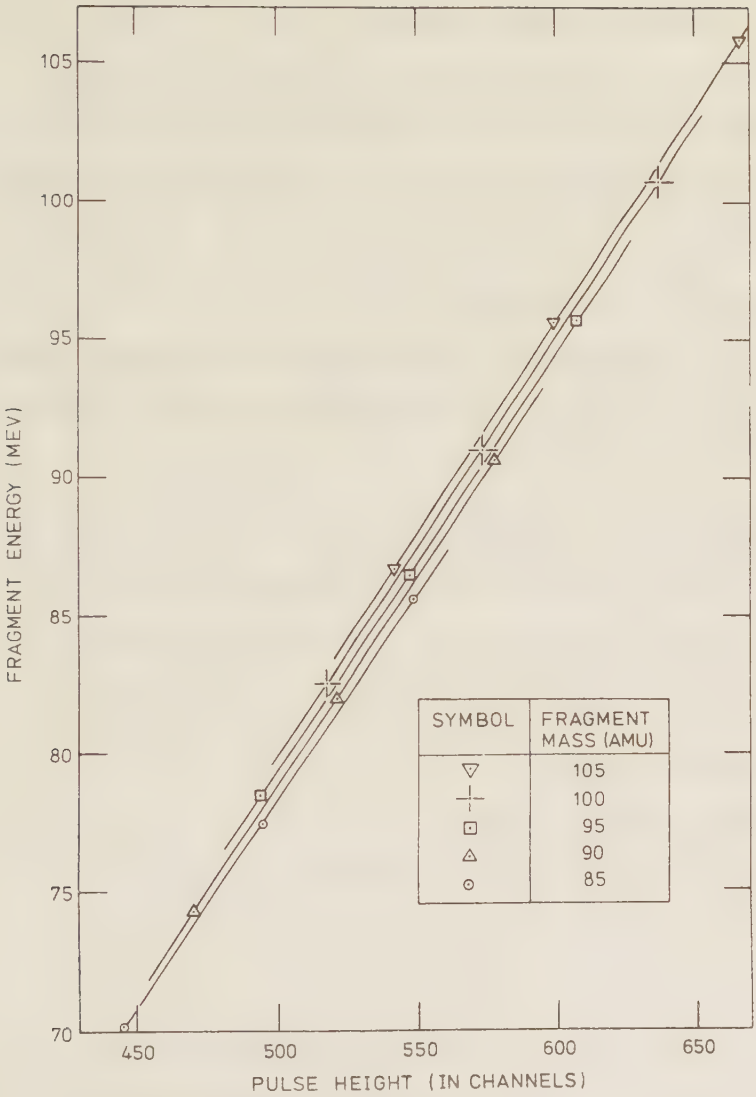

Abb. 12

Fragmentenergie in Abhängigkeit von der gemessenen Pulshöhe für verschiedene Massen als Parameter.

4.5 ENERGIE - MASSEN - RELATION

Anhand der Ausgleichsgeraden der Energie - Pulshöhen - Relation wurden diejenigen Energien bestimmt, die ein Fragment in Abhängigkeit seiner Masse besitzen muß, um die Pulshöhe PH bzw. PL des Cf-Spektrums zu erzeugen (Mittelwerte über maximal sechs Halbleiterzähler). In Abb. 13 sind diese Energien in Abhängigkeit von der Fragmentmasse aufgetragen. Aus dem Diagramm ist ersichtlich, daß die Energie eines Fragmentes linear mit der Masse erhöht werden muß, damit es gleiche Pulshöhen erzeugt.

Da sehr schwere Fragmente eine mittlere Energie von ca. 65 MeV und eine Energiebreite von ca. 10 MeV besitzen, ist die Energieextrapolation bis zur Pulshöhe PL (entspricht ca. 107 MeV) zwangsläufig mit großen Fehlern behaftet. Die Abweichung für die Massen 133 und 147 von der Ausgleichsgeraden können deshalb schon durch kleinste Meßungenauigkeiten bedingt sein.

Da die Energie - Massen - Relation für konstante Pulshöhen linear ist, läßt sich folgender Ansatz machen:

$$E(X,M) = C(X)\ M + D(X) \qquad (1)$$

C(X) und D(X) sind nur von X abhängige Konstanten. Die Gleichungen (1) von Kap. 4.4 und 4.5 zeigen, daß die kinetische Fragmentenergie E(X,M) linear sowohl in der Pulshöhe X als auch in der Masse M ist.

Es gilt also:

$$E(X,M) = c1 + c2\,X + c3\,M + c4\,X\,M \qquad (2)$$

bzw. in der Schreibweise von H.W. Schmitt et al. /14/, /15/

$$E(X,M) = (a + a'M)\,X + b + b'M \qquad (3)$$

Der Ansatz von H.W. Schmitt für die Eichgleichung findet sich in der vorliegenden Arbeit für einen breiten Massen- und Energiebereich bestätigt. Die vier Parameter a, a', b und b', die nicht von der Fragmentmasse M und der Pulshöhe X abhängen, sind allerdings noch vom jeweilig verwendeten Halbleiterzähler abhängig.

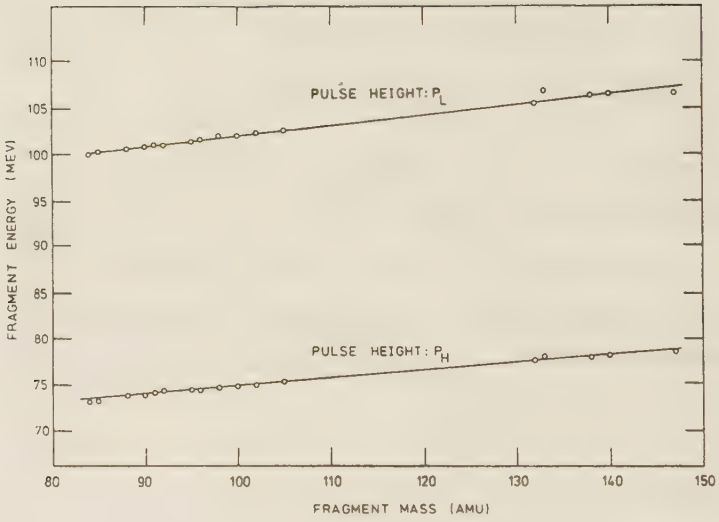

Abb. 13

Energie, die ein Fragment in Abhängigkeit von der Masse besitzen muß (Mittelwerte über bis zu sechs Halbleiterzähler), um die Pulshöhe PL bzw. PH des Cf-Spektrums zu erzeugen.

4.6 EICHPARAMETER ALS FUNKTION VON PH UND PL

Damit für sehr genaue Energiemessungen an Spaltprodukten nicht jedesmal für die verwendeten Halbleiterzähler eine Eichung mit energie- und massenseparierten Spaltprodukten durchgeführt werden muß, werden die Eichparameter a, a', b und b' als Funktion der charakteristischen Pulshöhen PH und PL des 252 Cf-Pulshöhenspektrums ausgedrückt.

Daß die vier Eichparameter a bis b' als Funktion der zwei Meßgrößen PH und PL berechnet werden können, soll an der Abb. 14 gezeigt werden. Da sowohl die Energie - Pulshöhen - Relation E = E(X,M=const) für verschiedene Massen als auch die Energie - Massen - Relation E = E(M,X=const) für verschiedene Pulshöhen linear verläuft, ist die Energiefläche im "Energie - Pulshöhen - Massen - Raum" durch die vier Stützpunkte E(PH,m), E(PH,M), E(PL,m) und E(PL,M) eindeutig fixiert. M und m bezeichnen typische schwere bzw. leichte Fragmentmassen. E(PH,m) ist die erforderliche Energie, die ein leichtes Fragment der Masse m besitzen muß, um die mittlere Pulshöhe PH des schweren Fragmentes aus der Reaktion 252 Cf(sf) zu erzeugen. Analoges gilt für die drei restlichen Stützpunktenergien.

Die Analyse des Response-Verhaltens der Halbleiterzähler aus der F-Serie der Firma EG&G ORTEC ergab für die vier Stützpunktenergien für alle Halbleiterzähler jeweils eine Übereinstimmung auf +- 250 keV (dies entspricht einem Fehlerbalken in der Größe des Durchmessers der Kreise in Abb. 13). Dieser Befund soll durch den Ausdruck "die Halbleiterzähler verhalten sich ähnlich" charakterisiert werden.

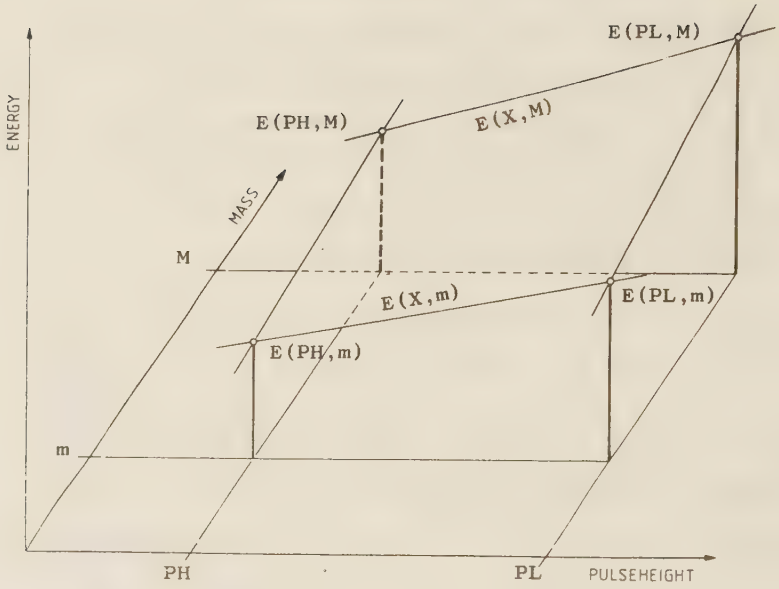

Abb. 14

Schematische Darstellung der Energiefläche E(X,M) = (a + a´M) X + b + b´M. Die vier Stützstellenenergien E(PH,M), E(PL,M), E(PL,m) und E(PH,m) stimmen jeweils für alle vermessenen ORTEC-Zähler auf +- 250 keV überein und fixieren insoweit die Energiefläche eindeutig.

Die Differenzen in den Stützstellenenergien aufgrund der abgeschätzten Meßfehler in PH (1,2‰) und in PL (0,7‰) dürften jedoch +- 100 keV nicht überschreiten. Die beobachteten Energiedifferenzen von +- 250 keV sind daher ein Hinweis auf ein vorhandenes Individualverhalten der verschiedenen Halbleiterzähler, das eine Unsicherheit in der Fragment-Energie-Bestimmung von ca. +- 200 keV bewirkt. Für Halbleiterzähler, die sich ähnlich verhalten, sind die vier Eichparameter a bis b´in der Eichgleichung 4.4 (3) durch die Pulshöhen PH und PL im Rahmen der obigen Genauigkeit festgelegt.

Um die Korrelation zwischen den Eichparametern und den Pulshöhen PH und PL zu erhalten, werden aus der Energie - Massen - Relation (siehe Abb. 13) die vier Stützpunktenergien E(PH,m), E(PH,M), E(PL,m) und E(PL,M) berechnet.

Man erhält damit folgenden Satz von vier Gleichungen:

$$E(PH,m) = (a + a'm)\ PH + b + b'm \qquad (1)$$

$$E(PH,M) = (a + a'M)\ PH + b + b'M \qquad (2)$$

$$E(PL,m) = (a + a'm)\ PL + b + b'm \qquad (3)$$

$$E(PL,M) = (a + a'M)\ PL + b + b'M \qquad (4)$$

Aus diesen Gleichungen ergeben sich die Eichparameter zu:

$$a = \frac{M}{M-m}\left[E(PL,m) - E(PH,m) - \frac{m}{M}\left(E(PL,M) - E(PH,M)\right)\right]\frac{1}{PL-PH} \qquad (5)$$

$$a' = \left[\frac{E(PL,M) - E(PH,M)}{M} - \frac{1}{M-m}\left(E(PL,m) - E(PH,m)\right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{m}{M}\left(E(PL,M) - E(PH,M)\right)\right)\right]\frac{1}{PL-PH} \qquad (6)$$

$$b = E(PL,M) - \frac{M}{M-m} \left(E(PL,M) - E(PL,m) \right) - a\,PL \qquad (7)$$

$$b' = \frac{1}{M-m} \left(E(PL,M) - E(PL,m) \right) - a'PL \qquad (8)$$

bzw.

$$a = a_o / (PL - PH) \qquad (9)$$

$$a' = a'_o / (PL - PH) \qquad (10)$$

$$b = b_o - a\,PL \qquad (11)$$

$$b' = b'_o - a'PL \qquad (12)$$

Für Halbleiterzähler, die sich ähnlich verhalten, sind die Eichkonstanten a_o, a'_o, b_o und b'_o universell, d.h. nicht mehr vom jeweils verwendeten Halbleiterzähler abhängig.

Registriert man mit einem Halbleiterzähler ein 252 Cf Pulshöhen-Eichspektrum und berechnet die Pulshöhen PH und PL, so erhält man die individuellen Eichparameter entsprechend den Gleichungen (9) bis (12).

Die universellen Eichkonstanten a_o, a'_o, b_o und b'_o wurden mit den Gleichungen (5) bis (8) berechnet. Mit den Gleichungen (9) bis (12) wurden die jeweiligen Eichparameter der vermessenen Halbleiterzähler bestimmt und mit Hilfe der gemessenen Pulshöhen X und den vom LOHENGRIN-Spektrometer bekannten Massen M die kinetische Energie der Fragmente nach Gleichung 4.4 (3) berechnet.

Ein Vergleich der aus der Eichgleichung 4.4 (3) berechneten Energien mit den Energien die aus der Flugzeitmessung resultierten, ergab eine gute Übereinstimmung. Die größten Abweichungen lagen bei ca. 300 keV. Die Abweich-

ungen zeigten jedoch einen systematischen Trend. In der leichten Fragmentgruppe waren die Abweichungen ΔE = E (Flugzeit) - E (Eichgleichung) überwiegend negativ und in der schweren Fragmentgruppe überwiegend positiv.

Da die Ankopplung der Eichparameter an die Peaklagen der 252 Cf Referenzionenquelle im Bereich der schweren Fragmente eine Energieextrapolation bis zu 107 MeV erforderte (siehe Kap. 4.4), ist der systematische Trend in den Energieabweichungen nicht unerwartet. Es wurden deshalb die aus der Energie - Pulshöhen - und Energie - Massen - Relation berechneten universellen Eichkonstanten solange variiert, bis sich die Energieabweichungen ΔE im Mittel über die verschiedenen Halbleiterzähler sowohl in der leichten als auch in der schweren Fragmentgruppe kompensierten.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß die Variation in den Eichkonstanten a_o bzw. a'_o auch die Eichparameter b bzw. b´beeinflußt, da b mit a und b´mit a´gekoppelt ist (siehe Gleichungen (9) bis (12)).

5. E R G E B N I S S E

5.1 ENERGIEAUFLÖSUNG ALS FUNKTION DER ZÄHLERSPANNUNG

Um den Einfluß der Zählerspannung auf das Energieauflösungsvermögen zu testen, wurde ein Halbleiterzähler bei verschiedenen Spannungen im Bereich von 6,6 Volt bis 133,2 Volt mit Fragmenten der Energie 85,9 MeV und einem A/q = 100/20 bzw. 81,5 MeV und einem A/q = 95/19 beschossen. Die so erhaltenen Energiespektren wurden durch Gaußkurven angefittet und die Halbwertsbreite nach der Formel

$$FWHM = 2 (2 \ln 2) \sigma$$

berechnet. Sigma ist die Standardabweichung der angefitteten Gaußkurven.

In der folgenden Abbildung sind die Halbwertsbreiten der Energiespektren in Abhängigkeit von der Zählerspannung aufgetragen. Das Energieauflösungsvermögen verschlechtert sich mit zunehmender Zählerspannung nur ganz geringfügig, d.h. man hat keine Möglichkeit durch geeignete Wahl der Zählerspannung das Energieauflösungsvermögen merklich zu beeinflussen.

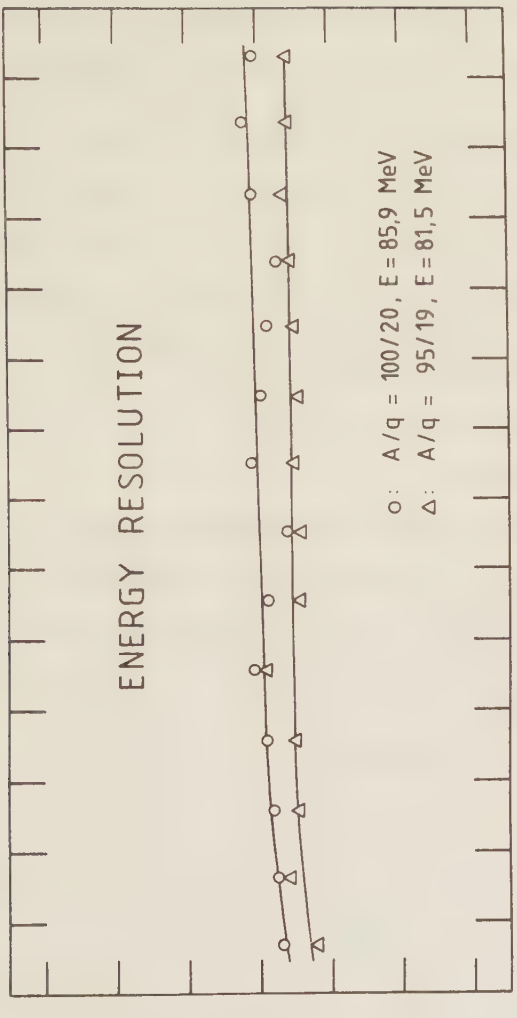

Abb. 15: Energieauflösung (FWHM) in Kanälen in Abhängigkeit von der am Halbleiterzähler anliegenden Sperrspannung.

5.2 ENERGIEAUFLÖSUNG ALS FUNKTION DER FRAGMENTMASSE FÜR VERSCHIEDENE ENERGIEN

In Abb. 16 ist das Auflösungsvermögen bei einer Zählerspannung von 75 Volt in Abhängigkeit von der Fragmentmasse für verschiedene Energien dargestellt. Sowohl mit zunehmender Masse als auch mit ansteigender Energie ist eine deutliche Verschlechterung der Energieauflösung zu verzeichnen. Dabei ist die Massenabhängigkeit wesentlich stärker ausgeprägt als die Energieabhängigkeit. Für das mittlere leichte Fragment beträgt die Energieauflösung ca. 1,25 MeV bzw. 1,65 MeV für das mittlere schwere Fragment.

Die Energieauflösung wird durch folgende linienverbreiternde Effekte begrenzt:

a) Den größten Einfluß auf die Energieauflösung hat die Dispersion des durch nichtionisierende Kernstöße bedingten Pulshöhendefektes. Diese Dispersion kann nach Haines und Whitehead berechnet werden. Für ein Fragment der Masse 140 amu ergibt sich die Dispersion des Pulshöhendefektes durch Kernstöße zu etwa 0,9 MeV /8/. Dieser Wert wurde in einer Untersuchung des Einflußes der Kernstöße auf die Energieauflösung einer Ionisationskammer in Abhängigkeit von der Massenzahl des Zählgases von U. Quade /33/ experimentell bestätigt.

b) Wie aus Abb. 17 zu ersehen ist, beträgt der Energieverlust der Spaltfragmente in der Folie des Time Pickoff Detektors ca. 1,8 MeV. Das damit verbundene Energiestraggling hat dabei einen linienverbreiternden Ein-

fluß von etwa 0,1 MeV.

c) Die durch das LOHENGRIN-Spektrometer bedingte Energiedispersion wurde durch eine Al-Blende auf ca. 100 keV begrenzt.

d) Das Energiestraggling in der Au-Elektrode des Halbleiterzählers kann zu ≤ 100 keV abgeschätzt werden, da der Energieverlust in der Au-Schicht nur etwa 0,5 MeV beträgt.

e) Das elektrische Rauschen des Halbleiterzählers sowie der nachgeschalteten Elektronik beeinflußt das Auflösungsvermögen nur merklich, wenn Teilchen geringer Energie (z.B. Alpha-Teilchen) spektroskopiert werden. Bei der Spektroskopie von Spaltfragmenten kann der Einfluß des elektrischen Rauschens auf das Auflösungsvermögen vernachlässigt werden.

f) Statistik der Ladungsträgerbildung
Deponiert ein geladenes Teilchen die Energie E_D in einem Halbleiterzähler, so ergibt sich die Anzahl der dabei gebildeten Ladungsträgerpaare N zu

$$N = E_D / w \qquad (1)$$

wobei w die Energiemenge bezeichnet, die im Mittel erforderlich ist um ein Ladungsträgerpaar zu erzeugen (w = 3,6 eV für Silizium). Die statistische Fluktuation in der Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare ist dann gegeben durch

$$\sigma = \sqrt{F\ E_D/w} \qquad (2)$$

F bezeichnet den Fano-Faktor, der berücksichtigt, daß nicht alle Ionisationsereignisse voneinander unabhängig sind (F ≈ 0,15 für Silizium).

Mit Gleichung (2) berechnet sich die Halbwertsbreite einer von monoenergetischen Teilchen erzeugten Linie (Gaußverteilung vorausgesetzt) zu

$$\Delta E \text{ (FWHM)} = 2{,}35 \sqrt{E_D \cdot w \cdot F} \qquad (3)$$

Für 100 MeV Spaltfragmente berechnet sich nach Gleichung (3) die durch die Statistik der Ladungsträgerpaarbildung bedingte Linienverbreiterung Δ E (FWHM) zu nur 17 keV.

Die gemessene Energieauflösung von 1,65 MeV für schwere Fragmente läßt sich bei quadratischer Überlagerung der zuvor aufgeführten Einzelbeiträge noch nicht ganz erklären. Möglicherweise spielen noch folgende Effekte nicht zu vernachlässigende linienverbreiternde Beiträge.

g) Statistische Fluktuationen des Rekombinationsprozesses in der von den Spaltfragmenten erzeugten dichten Plasmasäule.

h) Lokale Dichteschwankungen der durch Störstellen des Si-Halbleiterkristalles und Strahlenschäden bedingten Rekombinations- und Einfangzentren.

i) Energiestraggling in der Totschicht aus Siliziumdioxyd, die sich beim Herstellungsprozess des Halbleiterzählers unter der Goldschicht ausbildet.

j) Einfluß der reduzierten Löcherbeweglichkeit in der dünnen p-Inversionsschicht /34/.

Da die unter g) bis j) aufgeführten Beiträge von Detektor zu Detektor variieren und teilweise eine Funktion des verwendeten Herstellungsverfahren sind, kann eine allgemeine quantitative Abschätzung nicht gemacht werden.

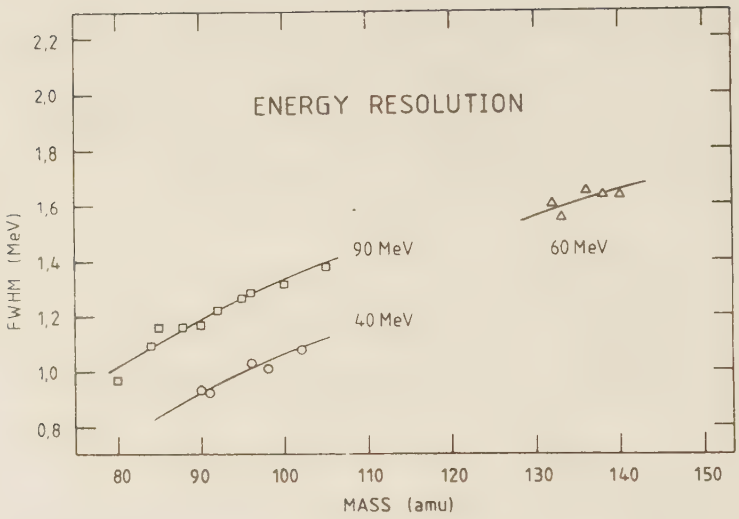

Abb. 16

Energieauflösung in Abhängigkeit von der Fragmentmasse für die Energien 40 MeV und 90 MeV im Bereich der leichten Fragmente und für 60 MeV für die schweren Fragmente.

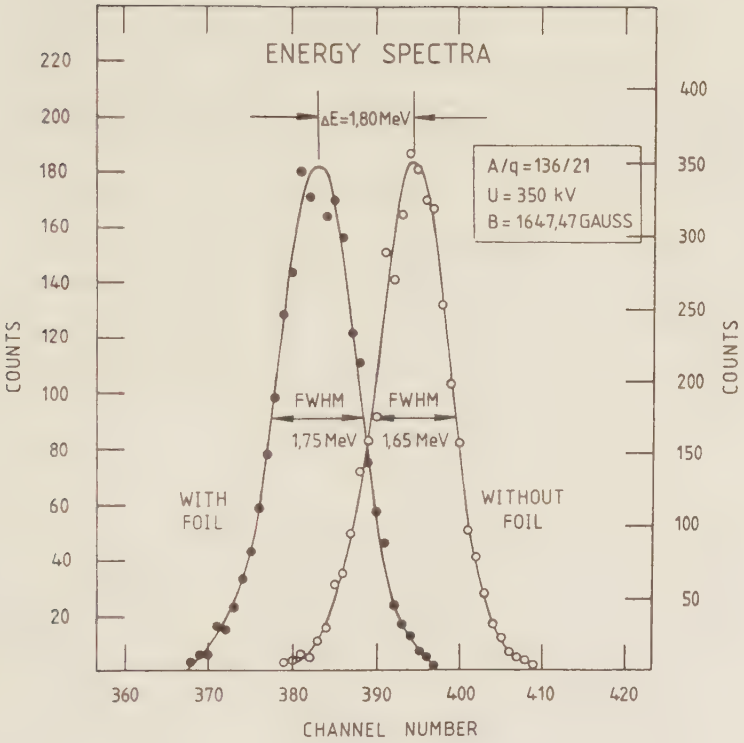

Abb. 17

Energiespektrum für Fragmente mit A/q = 136/21. Das linke Spektrum wurde aufgenommen, nachdem eine Folie vor der Flugstrecke in den Strahlengang gebracht wurde, die die gleiche Massenbelegung hatte wie die Folie des Time Pickoff Detektors. Der Energieverlust in der Folie beträgt 1,80 MeV. Die geringfügige Verschlechterung der Energieauflösung ist auf das Energiestraggling in der Folie zurückzuführen.

5.3 DIE NEUEN EICHPARAMETER

Berechnet man die Peaklagen PL und PH eines 252 Cf-Eichspektrums durch die Überlagerung von zwei Gaußkurven, so ergeben sich die Eichparameter in der Energie-Eichgleichung

$$E = (a + a'M) X + b + b'M$$

zu:

$a = \frac{24,300}{PL - PH}$
$a' = \frac{0,0283}{PL - PH}$
$b = 90,397 - a\,PL$
$b' = 0,1150 - a'PL$

5.4 VERGLEICH DER FRAGMENTENERGIEN, BERECHNET AUS FLUGZEITMESSUNG, NEUEN EICHKONSTANTEN UND ALTEN EICHKONSTANTEN.

Um einerseits die gute Übereinstimmung zwischen Flugzeitmessung und der Eichgleichung mit den neuen vorliegenden Konstanten darzulegen, andererseits aber auch die systematischen Abweichungen bei Verwendung der alten, von H.W. Schmitt mitgestalteten Eichkonstanten aufzuzeigen, sind in nachfolgender Tabelle für verschiedene A/q - Werte bei unterschiedlichen Kondensatorspannungen für den Halbleiterzähler 18755-J die Fragmentenergien nach den drei Berechnungsverfahren aufgelistet.

A/q	U (kV)	E (Geschw.)	E(neu)	E(alt)
80/20	510	91,929	92,031	92,965
84/21	460	86,969	87,035	87,984
	510	96,525	96,520	97,581
85/17	560	85,645	85,729	86,680
88/22	460	91,111	91,098	92,168
	510	101,122	101,101	102,298
90/18	460	74,314	74,438	75,323
	507	81,940	82,068	83,054
	560	90,683	90,755	91,857
92/23	460	95,252	95,226	96,426
	510	105,718	105,755	107,100
95/19	460	78,443	78,450	79,461
	507	86,493	86,569	87,699
	560	95,721	95,759	97,022
96/24	460	99,393	99,351	100,687

A/q	U (kV)	E (Geschw.)	E(neu)	E(alt)
100/20	460	82,571	82,559	83,707
	507	91,045	91,107	92,391
	560	100,759	100,745	102,181
100/25	460	103,535	103,480	104,960
105/21	460	86,700	86,685	87,980
	507	95,597	95,649	97,098
	560	105,797	105,736	107,357
132/22	350	68,818	68,969	70,257
	380	74,775	74,951	76,382
	396	69,017	69,151	70,445
136/21	350	65,680	65,771	67,022

Die mit den neuen Eichkonstanten berechneten Fragmentenergien stimmen innerhalb der im folgenden Kap. 6.2 abgeschätzten Fehlergrenzen mit den aus der Geschwindigkeitsmessung berechneten Energien sehr gut überein, während hingegen die mit den alten Eichkonstanten berechneten Energien systematisch über alle Massen- und Energiebereiche zu groß sind.

Im Bereich der leichten Fragmente betragen die Abweichungen ca. 1% und steigen bei den schweren Fragmenten bis zu 2% an.

5.5 VERGLEICH DER FRAGMENTENERGIEN BERECHNET MIT DEN NEUEN EICHKONSTANTEN FÜR VERSCHIEDENE HALBLEITERZÄHLER

Um sicher zu gehen, daß die Eichkonstanten vom Halbleiterzähler unabhängig sind, wurden vier Halbleiterzähler mit Fragmenten beschossen, die bei jeweils gleichen LOHENGRIN-Feld-Einstellungen selektiert wurden.

In nachfolgender Tabelle sind die mit den neuen Eichkonstanten aus gemessenen Impulshöhen berechneten Energien für verschiedene A/q Werte aufgelistet.

	HALBLEITERZÄHLER NR.			
A/q	18755-J	17847-H	18754-I	19441-E
80/20	92,031	91,994	91,778	92,050
84/21	87,035 96,520	87,004 96,518	86,865 96,299	86,995 96,534
85/17	85,729	85,603	85,596	85,673
88/22	91,098 101,101	91,084 101,076	90,893 100,821	91,058 101,083
90/18	74,438 82,068 90,755	74,398 82,006 90,619	74,320 81,908 90,526	74,248 81,966 90,650
92/23	95,226	95,193	95,004	95,159
95/19	78,450 86,569 95,759	78,405 86,507 95,612	78,275 86,359 95,528	78,249 86,410 95,661

	HALBLEITERZÄHLER NR.			
A/q	18755-J	17847-H	18754-I	19441-E
100/20	82,559 91,107 100,745	82,495 91,017 100,618	82,382 90,887 100,501	82,342 90,964 100,637
105/21	86,685 95,649	86,632 95,566	86,523 95,401	86,454 95,494
132/22	68,969 74,951	68,913 74,954	68,826 74,821	68,638 74,664
136/21	65,771	65,752	65,651	65,448

Die Differenz der Energiewerte für die verschiedenen Halbleiterzähler beträgt in den ungünstigen Fällen ca. 300 keV. Der Fehler in der Reproduzierbarkeit der Fragmentenergien durch das LOHENGRIN-Spektrometer wird auf ≤ 100 keV geschätzt, und ist im wesentlichen auf die Energiedispersion durch die endliche Blendenöffnung in der Fokalebene bedingt.

Jeder Meßpunkt von Tab. Seite 67 u. 68 ist durch die in der Eichgleichung enthaltenen Meßgrößen X, PL und PH mit einem Fehler von +- 1‰ im Bereich der leichten bzw. +- 2,4‰ im Bereich der schweren Fragmente behaftet (siehe Kap.6.2).

Nur bei linearer Addition der einzelnen Fehlerbeiträge liegen die beobachteten Energiedifferenzen innerhalb der Fehlergrenzen. Bei dem Vergleich der Halbleiterzähler 18755-J und 18754-I sind die Energiedifferenzen besonders groß, und die mit dem Halbleiterzähler 18754-I gemessenen Energien liegen systematisch zu niedrig. Einen systematischen Fehler

können bei der verwendeten Meßtechnik nur die Fehlerbeiträge ΔPL und ΔPH bewirken. Die Fehlerbeiträge des LOHENGRIN-Spektrometers und der Pulshöhe X sind statistischer Art. Berechnet man den systematischen Fehler in den Energiedifferenzen unter der maximal ungünstigen Annahme, daß der Fehler in PL 0,7‰ und in PH 1,2‰ beträgt, und die Fehlerbeiträge ΔPL und ΔPH bei dem Halbleiterzähler 18755-J negativ und bei dem Halbleiterzähler 18754-I positiv sind, so ergibt sich über alle Meßpunkte gemittelt ein systematischer Fehler von 156 keV. Der beobachtete systematische Fehler von 193 keV (gemittelt über alle Meßpunkte des Halbleiterzählers 18755-J und 18754-I) kann daher selbst bei den ungünstigsten Annahmen nicht erklärt werden.

Vielmehr muß man davon ausgehen, daß das Individualverhalten der Halbleiterzähler, selbst bei sorgfältig durchgeführten Präzisionsexperimenten, die Genauigkeit in der Bestimmung der mittleren Fragmentenergien auf +- 200 keV beschränkt, worauf auch die Energiedifferenzen in den einzelnen Stützstellenenergien (Kap. 4.6) für verschiedene Halbleiterzähler hinweisen.

5.6 ERGEBNISSE FÜR DIE IM EIGENEN LABOR HERGESTELLTEN HALBLEITERZÄHLER AUS NEUTRONENDOTIERTEM SILIZIUM

Beim konventionellen Dotierverfahren zonengezogener Siliziumkristalle mit Phosphor sind starke lokale Schwankungen des elektrischen Widerstandes nicht zu vermeiden. Wird der Siliziumkristall durch Bestrahlung mit Neutronen über die Reaktion

$$^{30}Si(n,\gamma)\ ^{31}Si \xrightarrow{2{,}6\ h} {}^{31}P + e^-$$

dotiert, so werden die lokalen Widerstandsschwankungen beträchtlich reduziert /27/. Man erwartet deshalb für Halbleiterzähler aus n-dotiertem Silizium eine verbesserte Energieauflösung. Die gemessene Energieauflösung von 2,5 MeV für leichte und 3,0 MeV für schwere Fragmente konnte diese Erwartung nicht bestätigen. Vermutlich kann das bisherige Halbleiterzähler-Herstellungsverfahren nicht ohne Modifikation übernommen werden, wenn n-dotiertes Silizium als Ausgangsmaterial verwendet wird.

Ferner zeigte sich, daß die selbst hergestellten Halbleiterzähler aus n-dotiertem Silizium sich bezüglich der ORTEC-Zähler (konventionelles Dotierverfahren) nicht mehr ähnlich verhalten (siehe Kap. 4.6). Die aus dem Response-Verhalten der ORTEC-Zähler abgeleiteten neuen Eichkonstanten a_o bis b'_o waren daher für die selbst hergestellten Halbleiterzähler nicht mehr universell. Dies äußerte sich z.B. darin, daß bei Verwendung der neuen Eichkonstanten die kinetische Energie der leichten Fragmente um ca. 1,2 MeV

und die der schweren Fragmente um ca. 0,8 MeV überschätzt wird. Bei Messungen mit Halbleiterzählern aus n-dotiertem Silizium erscheint es deshalb unbedingt erforderlich, das Response-Verhalten eingehend zu untersuchen und zur Kontrolle eine Referenzmessung mit einem ORTEC-Zähler durchzuführen. Eine solche Referenzmessung ist selbst für konventionell dotierte Halbleiterzähler andere Hersteller zu empfehlen.

6. F E H L E R B E TR A C H T U N G

6.1 GENAUIGKEIT DER ENERGIEBESTIMMUNG AUS DER FLUG-ZEITMESSUNG

Die Differenz zwischen der langen und kurzen Flugstrecke wurde mit einem Kathethometer zu

$$s = (1022{,}1 \pm 0{,}2)\ \text{mm bestimmt.}$$

Bei der Abschätzung des relativen Fehlers der Zeitmessung sind folgende Beiträge zu berücksichtigen:

1. Genauigkeit des Time-Calibrators
2. Integrale Nichtlinearitäten des TACś und ADCś
3. Differentielle Nichtlinearitäten des TACś und ADCś
4. Statistische Genauigkeit der Peaklagen der Flugzeitspektren
5. Statistischer Fehler der Peaklagen im Time-Calibrator-Spektrum
6. Apparaturdriften zwischen Zeiteichung und aktueller Messung

Bei einer Oszillationsfrequenz von 1,0 GHz +- 50 ppm /32/ beträgt der Fehlerbeitrag des Time-Calibrators 0,05‰.

Da die Flugzeit der Fragmente aus den Zeiteichkurven (pro ns ein Meßpunkt) berechnet wurde, können die inte-

gralen Nichtlinearitäten des TACś und ADCś vernachlässigt werden.

Die differentiellen Nichtlinearitäten des TACś und ADCś sind jeweils kleiner als 2%. Da im Flugzeitspektrum ein Kanal ca. 50 ps entspricht, sind die differentiellen Nichtlinearitäten hinsichtlich einer mittleren Fragmentflugzeit von 100 ns vernachlässigbar gering.

Der statistische Fehler in den Peaklagen der Flugzeitspektren läßt sich aus der Standardabweichung und der Ereigniszahl zu ≤ 5 ps abschätzen.

Aus der Differenz der Flugzeiten, die aus der Zeiteichung vor bzw. nach der Messung resultieren, wird der Einfluß des statistischen Fehlers in den Peaklagen des Time-Calibrator-Spektrums und der Apparaturdrift auf 0,2 ‰ geschätzt.

Überlagert man die einzelnen Fehlerbeiträge zur Zeitmessung quadratisch, so ergibt sich der Fehler in der Zeitmessung zu 0,3‰.

Die ungünstige Annahme, daß sich die Fehler in der Längen- und Zeitmessung linear addieren, führt zu einem relativen Fehler in der Energiebestimmung mit der Flugzeitmethode von

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \left(\frac{\Delta s}{s} + \frac{\Delta t}{t} \right) = 0{,}001$$

6.2 GENAUIGKEIT DER ENERGIEBESTIMMUNG MIT DER EICHGLEICHUNG

Aus der Pulshöhe X berechnet sich die Energie eines Spaltfragmentes zu

$$E = \left(\frac{a_o}{c} + \frac{a'_o}{c} M \right) X + b_o - \frac{a_o}{c} PL + \left(b'_o - \frac{a'_o}{c} PL \right) M$$

wobei c = PL - PH die Differenz der Peaklagen des 252 Cf-Eichspektrums ist.

Da durchschnittlich in den 252 Cf-Eichspektren etwa 90 000 Ereignisse registriert wurden, ergibt sich der statistische Fehler in den Peaklagen PL und PH zu 0,35‰ bzw. 0,6‰. Neben dem statistischen Fehler sind noch das Driften der Meßelektronik und Veränderungen des Halbleiterzählers durch Beschuß und Temperaturschwankungen zu berücksichtigen.

Ein Vergleich der Peaklagen von Eichspektren, die vor und nach einem Meßzyklus (ca. 7 h) aufgenommen wurden, läßt es realistisch erscheinen, den Gesamtfehler in PL und PH auf den doppelten statistischen Fehler abzuschätzen.

Der Fehler in der Pulshöhe X läßt sich aus dem statistischen Fehler und dem Vergleich der Peaklagen der Energiespektren für die kurze und lange Flugstrecke zu 0,7‰ für das mittlere leichte und zu 1,0‰ für das mittlere schwere Fragment abschätzen.

Aus obiger Formel ergibt sich der Fehler in der Energie nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz zu:

$$\Delta E = \Big[\Big(\Big(\frac{a_o}{c} + \frac{a'_o}{c} M \Big) \Delta X \Big)^2 + \Big(\Big(\frac{a_o}{c^2} (PL - X) + \frac{a'_o}{c^2} M (PL - X) - \frac{a_o}{c} - \frac{a'_o}{c} M \Big) \Delta PL \Big)^2 + \Big(\frac{a_o}{c^2} (X - PL) + \frac{a_o}{c^2} M (X - PL) \Delta PH \Big)^2 \Big]^{1/2}$$

Mit den zuvor abgeschätzten Fehlern ΔX, ΔPH und ΔPL liefert die Eichgleichung eine Genauigkeit von 1‰ für das mittlere leichte bzw. 2,4‰ für das mittlere schwere Fragment. Diese Genauigkeit gilt natürlich nur für den vorliegenden Fall, in dem das Energiespektrum sehr vieler Fragmente derselben Energie (wie sie das LOHENGRIN-Spektrometer liefert) registriert werden konnte. Bei einem einzelnen Fragment verringert sich die Genauigkeit in der Energiebestimmung, infolge des begrenzten Auflösungsvermögens des Halbleiterzählers, auf ca. 1%.

7. VERGLEICH DER ALTEN UND NEUEN EICHKONSTANTEN

7.1 VERGLEICH AN DER REAKTION 252 Cf(SF)

Die Eichgleichung

$$E = \left(\frac{a_o}{PL-PH} + \frac{a'_o}{PL-PH} M \right) X + \left(b_o - \frac{a_o}{PL-PH} PL \right)$$

$$+ \left(b'_o - \frac{a'_o}{PL-PH} \right) M \qquad (1)$$

(Siehe in Kap. 4.5 Gleichungen (9) bis (12) und Kap. 5.3) läßt sich durch Umformen schreiben als

$$E = \frac{a_o}{PL-PH} (X - PL) + \frac{a'_o}{PL-PH} M (X - PL) + b_o + b'_o M \qquad (2)$$

Da bei der Reaktion 252 Cf(sf) für das mittlere leichte Fragment die zugehörige Pulshöhe X = PL bzw. für das mittlere schwere Fragment X = PH ist, folgt aus Gleichung (2)

$$\langle E_L \rangle = b_o + b'_o \langle M_L \rangle \qquad \text{bzw.} \qquad (3)$$

$$\langle E_H \rangle = -a_o - a'_o \langle M_H \rangle + b_o + b'_o \langle M_H \rangle \qquad (4)$$

wenn der bei der Mittelbildung auftretende Kovarianzterm, der betragsmäßig nach oben zu kleiner als 0,05 MeV abgeschätzt werden kann, vernachlässigt wird.

Die Kenntniß der mittleren leichten Masse $\langle M_L \rangle$ und der mittleren schweren Masse $\langle M_H \rangle$ ist ausreichend, um

mit den Eichkonstanten $\langle E_L \rangle$ bzw. $\langle E_H \rangle$ zu berechnen.

Bei Anwendung der alten Eichkonstanten folgt aus den Gleichungen (3) und (4)

$\langle E_L \rangle$ (alt) = 104,16 MeV und $\langle E_H \rangle$ (alt) = 79,99 MeV

und mit den neuen Eichkonstanten

$\langle E_L \rangle$ (neu) = 102,61 MeV und $\langle E_H \rangle$ (neu) = 78,43 MeV

Die neuen Eichkonstanten bewirken eine Erniedrigung von $\langle E_L \rangle$ um 1,55 MeV (=1,49%) und von $\langle E_H \rangle$ um 1,56 MeV (=1,95%). Die mittlere totale kinetische Energie erniedrigt sich von 184,15 MeV auf 181,04 MeV bzw. um 1,69%.

Tabelle 1 zeigt eine Zusammenstellung der Energiewerte $\langle E_L \rangle$, $\langle E_H \rangle$ und $\langle E_{tot} \rangle$ verschiedener Arbeiten, die sich mit der Reaktion 252 Cf(sf) befassen.

Die aus Gleichung (3) und (4) erhaltenen Ergebnisse bei Verwendung der neuen Eichkonstanten sind in guter Übereinstimmung mit den Werten von Henschel et al. /35/, die aus einer Geschwindigkeitsmessung resultieren.

Auffallend ist die Abweichung von 0,9 MeV für $\langle E_H \rangle$ von Paasch et al. /36/ (mit neuen Eichkonstanten) gegenüber den nach Gleichung (4) berechneten 78,43 MeV. Eine mögliche Erklärung könnte darin liegen, daß ein geringfügiges 'low energy tailing' sich bei der direkten Berechnung wesentlich stärker bemerkbar macht als bei der Berechnung mit einem Gaußfit.

Tabelle 1

Autor	Meß- bzw. Berechnungs-methode	$\langle E_L \rangle$ (MeV)	$\langle E_H \rangle$ (MeV)	$\langle E_{tot} \rangle$ (MeV)
Schmitt /15/	Direkte Berechn. alte Konstanten	103,77	79,37	183,14
Paasch /36/	Direkte Berechn. alte Konstanten	104,5	79,0	183,5
Schmidt /40/	Direkte Berechn. alte Konstanten	103,96	79,38	183,34
Diese Arbeit	Gl. (3) u. (4) alte Konstanten Gauß-Fit	104,16	79,99	184,15
Henschel /35/	Geschw.-Meßung Direkte Berechn.	102,58	78,67	181,25+-1,3
Paasch /36/	Direkte Berechn. neue Konstanten	103,0	77,5	180,5
Diese Arbeit	Gl. (3) u. (4) neue Konstanten Gauß-Fit	102,61	78,43	181,04

Direkte Berechnung: Auswertung der Einzelereignisse, dann Mittelwertbildung

7.2 VERGLEICH AN DER REAKTION 235 U(n_{th},f)

Die von Hering /19/ bei der Reaktion 235 U(n_{th},f) gefundene Diskrepanz zwischen den Energiewerten, die aus der Schmitt-Californium-Eichung bzw. aus Geschwindigkeitsmessungen resultieren, verschwindet bei Anwendung der neuen Eichkonstanten. Leider standen die von Hering gemessenen mittleren Pulshöhen X_L und X_H für das leichte bzw. schwere Fragment nicht mehr zur Verfügung. Daher wurden aus der Eichgleichung mit den alten Eichkonstanten die Pulshöhen X_L und X_H bestimmt, mit denen sich die von Hering (nach der 2E-Methode) angegebenen Werte für $\langle E_L^* \rangle$ und $\langle E_H^* \rangle$ reproduzieren lassen (die mit * bezeichneten Größen sind primär, also vor Neutronenabdampfung).

Die dazu erforderlichen sekundären Energien $\langle E_L \rangle$ und $\langle E_H \rangle$ wurden mit den folgenden Beziehungen berechnet, die bei isotroper Emission der Neutronen im Schwerpunktsystem des Fragmentes gültig sind /37/.

$$\langle E_L \rangle = \langle E_L^* \rangle \frac{\langle m_L \rangle}{\langle m_L \rangle + \langle n_L \rangle}$$

$$\langle E_H \rangle = \langle E_H^* \rangle \frac{\langle m_H \rangle}{\langle m_H \rangle + \langle n_H \rangle}$$

$\langle m_{L,H} \rangle$ sind die radiochemisch bestimmten sekundären Massen /38/ und $\langle n_{L,H} \rangle$ sind die Massen der vom leichten bzw. schweren Fragment emittierten Neutronen /39/.

Mit den so erhaltenen Pulshöhen X_L und X_H wurde unter Verwendung der neuen Eichkonstanten $\langle E_L^* \rangle$ und $\langle E_H^* \rangle$ neu berech-

net. Die Ergebnisse sind in nachfolgender Tabelle den von Hering angegebenen Werten gegenübergestellt.

$^{235}U(n_{th},f)$		$\langle E_L^* \rangle$ (MeV)	$\langle E_H^* \rangle$ (MeV)	$\langle E_{tot}^* \rangle$ (MeV)
HERING	252 Cf-Eichung Alte Konstanten	102,0	71,0	173,0
	Aus mittleren Geschwindigkeiten	100,8	69,8	170,6
Mit 252 Cf-Eichung neue Konstanten		100,7	69,7	170,4

Tabelle 2

Wie aus der Tabelle 2 ersichtlich, sind die bei Verwendung der neuen Eichkonstanten erhaltenen Energiewerte in sehr guter Übereinstimmung mit denen aus der Geschwindigkeitsmeßung.

Dieser Sachverhalt wird bestätigt durch ein von Geltenbort /21/ am Hochflußreaktor des ILL in Grenoble durchgeführtes (2E,1v) - Präzisionsexperiment. Die bei diesem Experiment erhaltenen Energiewerte sind in nachfolgender Tabelle 3 zusammengefaßt.

$^{235}U(n_{th},f)$		$\langle E_L^* \rangle$ (MeV)	$\langle E_H^* \rangle$ (MeV)	$\langle E_{tot}^* \rangle$ (MeV)
GELTENBORT	252 Cf-Eichung Alte Konstanten	102,1	71,1	173,2
	Aus mittleren Geschwindigkeiten	100,6	69,8	170,4
	252 Cf-Eichung Neue Konstanten	100,8	69,9	170,7

Tabelle 3

7.3 VERGLEICH AN DER ENERGIE- UND MASSENABHÄNGIGKEIT DES PULSHÖHENDEFEKTES

Die gebräuchlichste Methode, den Pulshöhendefekt des Halbleiterzählers absolut zu bestimmen, besteht in einer Eichung des Halbleiterzählers mit Alpha-Standards und einer Extrapolation dieser Eichung zu höheren Energien mit einem Präzisions-Quecksilber-Pulser. Dabei können beträchtliche Extrapolationsfehler auftreten. Wird aber die Änderung δ_E des Pulshöhendefektes ΔE bezüglich der Massenzahl A bei einer konstanten Energie E berechnet, so ist man von möglichen Extrapolationsfehlern befreit.

$$\delta_E = \left[\partial (\Delta E) / \partial A \right]_E \qquad (1)$$

Mit Hilfe der Eichgleichung und der Peaklagen eines 252 Cf-Pulshöhenspektrums läßt sich für ein Spaltfragment der Masse M und der Energie E die Pulshöhe X berechnen, die dieses Fragment in dem Halbleiterzähler, mit dem das 252 Cf-Pulshöhenspektrum aufgenommen wurde, erzeugen würde.

$$X = \frac{E - b - b'M}{a + a'M} \qquad (2)$$

Die erforderliche Energie E', die ein Fragment der Masse M + 1 besitzen muß, um die Pulshöhe X zu erzeugen, ist dann gegeben durch

$$E' = (a + a'(M+1)) \frac{E - b - b'M}{a + a'M} + b + b'(M+1) \qquad (3)$$

Die Energiedifferenz $\delta_X = E' - E$ entspricht nun aber der Änderung des Pulshöhendefektes ΔE bezgl. der Massenzahl A bei konstanter Pulshöhe.

$$\delta_X = E' - E = \left[\partial (\Delta E)/\partial A\right]_X \qquad (4)$$

Es kann gezeigt werden /41/, daß das Verhältnis von δ_E zu δ_X gegeben ist durch

$$\frac{\delta_E}{\delta_X} = \frac{\left[\partial (\Delta E)/\partial A\right]_E}{\left[\partial (\Delta E)/\partial A\right]_X} = \left[1 - \left(\partial(\Delta E)/\partial E\right)_A\right] \qquad (5)$$

Aus Pulshöhendefekt-Meßungen von E.C. Finch et al. /6/ ergibt sich die Änderung des Pulshöhendefektes bezüglich der Fragmentenergie bei konstanter Massenzahl $\left[\partial (\Delta E)/\partial E\right]_A$ zu etwa 0,02 für leichte bzw. 0,05 für schwere Fragmente. Die mit den Gleichungen (2) bis (4) berechneten δ_X -Werte können deshalb sehr gut mit experimentell bestimmten δ_E -Werten verglichen werden.

In Tabelle (4) ist die Änderung des Pulshöhendefektes δ_X (keV) pro Masseneinheit bei verschiedenen Energien, für das mittlere leichte und das mittlere schwere Fragment aus der Reaktion 235 U(n_{th},f) aufgelistet.

Bei Verwendung der neuen Eichkonstanten wird sowohl die Energie- als auch die Massenabhängigkeit des Pulshöhendefektes reduziert. Die Energieabhängigkeit verringert sich um ca. 18% und die Massenabhängigkeit um 10% bei einer Energie von 50 MeV bzw. 15% bei 110 MeV.

E (MeV)	leichtes Fragment		schweres Fragment	
	alte Eichk. δ_X (keV)	neue Eichk. δ_X (keV)	alte Eichk. δ_X (keV)	neue Eichk. δ_X (keV)
50	68	61	65	58
60	81	72	77	68
70	94	82	89	78
80	107	92	102	88
90	120	103	114	98
100	133	114	126	108
110	146	124	138	118

Tabelle 4: Änderung $\delta_X = [\partial(\Delta E)/\partial A]_X$ des Pulshöhendefektes ΔE bezüglich der Massenzahl A für verschiedene Fragmentenergien. δ_X bezieht sich auf eine Massenänderung $\partial A = 1$ amu.

Die mit den neuen Eichkonstanten berechnete Massenabhängigkeit δ_X des Pulshöhendefektes von 108 keV für das leichte Fragment bei einer Energie von 94 MeV bzw. 78 keV für das schwere Fragment bei einer Energie von 70 MeV ist in guter Übereinstimmung mit den von Finch et al. /6/ am Massenseparator LOHENGRIN gemessenen Werten δ_E von 0,11 MeV bzw. 0,07 MeV.

7.4 VERGLEICH MIT DER KAUFMAN - EICHUNG

Es gibt mehrere Hinweise, daß für Spaltexperimente die Schmittsche Eichgleichung mit den in dieser Arbeit neu bestimmten Eichkonstanten der Kaufman-Eichung, die in der Einleitung kurz dargestellt wurde, vorzuziehen ist.

1. Die TKE-Werte der Spaltfragmente aus der Reaktion $^{235}U(n_{th},f)$ und $^{252}Cf(sf)$ liegen nach Kaufman et al. /16/ bei Anwendung ihres eigenen Eichverfahrens sogar noch 0,7 MeV bzw. 0,8 MeV höher als beim Schmittschen Eichverfahren mit dem alten Eichkonstantensatz.

2. Die erforderliche Extrapolation der Energie-Eichung mit Alpha-Standards (ca. 5 MeV) zur Bestimmung der scheinbaren Fragmentenergien (bis ca. 100 MeV) kann mit großen Extrapolationsfehlern behaftet sein.

3. Ein besonders nützlicher Parameter zum Testen von Eichverfahren ist die Massenabhängigkeit δ des Pulshöhendefektes, da diese weitgehend frei ist von Unsicherheiten in den Alpha-Eichungen. Während die Schmittsche Eichgleichung mit den neuen Eichkonstanten eine gute Übereinstimmung mit direkt gemessenen Werten zeigt (Kap. 7.3), ergibt eine Untersuchung im Bereich der leichten Fragmente von H. Wohlfarth et al. /22/, daß die Kaufman-Eichung ca. 25% zu kleine δ - Werte liefert. Weiterhin zeigen die δ - Werte aus der Kaufman-Eichung, im Gegensatz zu den Messungen von Wohlfarth et al., keine Energieabhängigkeit.

8. ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß für Spaltfragmente im Massen- und Energiebereich von 75 bis 150 amu bzw. 40 bis 120 MeV das Response-Verhalten von Silizium-Oberflächen-Sperrschicht-Zählern durch den linearen Ansatz der Schmittschen Eichgleichung richtig beschrieben wird. Die aus der Energie - Pulshöhen - und Energie - Massen - Relation berechneten neuen 252 Cf-Eichkonstanten sind jedoch mit den Schmittschen Eichkonstanten unverträglich, und bewirken eine Erniedrigung der TKE um ca. 1,5%. Mit den neuen Eichkonstanten ist die Energieeichung mit Geschwindigkeitsmessungen, die nur auf Längen- und Zeiteichungen beruhen, konsistent. Dies wurde an der TKE für 252 Cf- und 235 U - Spaltfragmente nachgewiesen. Nach Paasch et al. /36/ ergibt die Pulshöhen-Spektroskopie mit den Schmittschen Eichkonstanten für die Fragmentimpulse (p=mv) 1,2% höhere Werte als die Bestimmung aus Flugzeitmessungen. Werden die neuen Eichkonstanten verwendet, so wird auch diese Diskrepanz beseitigt.

Berücksichtigt man noch die gute Übereinstimmung der mit den neuen Eichkonstanten berechneten Energie- und Massenabhängigkeit des PHD mit direkt gemessenen Werten /6 /, /42/, so kann es als gesichert angesehen werden, daß mit den Schmittschen Eichkonstanten die Fragmentenergien überschätzt werden. Für sämtliche Fragmentenergien, die auf Experimenten mit Schmitt-geeichten Detektoren beruhen, ist deshalb eine Revision zu kleineren Energien erforderlich.

Daß mit den Schmittschen Eichkonstanten, die auf Pulshöhenmessungen mit betastabilen Brom- und Jodionen beruhen,

dic Fragmentenergien überschätzt werden, ist auch aus folgender Überlegung nicht überraschend. Spaltfragmente haben aufgrund ihres Neutronenüberschusses ein kleineres Proton-zu-Neutron-Verhältnis als ihre betastabilen Isobare. Daraus folgt für Spaltfragmente im Vergleich zu ihren betastabilen Isobaren:

1. Kleinere dE/dx - Werte und damit ein kleinerer Energieverlust in der Totschicht des Detektors.

2. Eine Reduzierung der Rekombinations-Wahrscheinlichkeit von Elektron-Loch-Paaren in dem Plasmaschlauch entlang der Bremsspur, der aufgrund der kleineren dE/dx - Werten eine geringere Dichte aufweist.

3. Ein kleinerer Energieübertrag bei den nichtionisierenden Kernstößen.

Da der PHD für Spaltfragmente aus den zuvor aufgeführten Gründen kleiner ist als bei den betastabilen Isobaren, werden mit den Schmittschen Eichkonstanten die Fragmentenergien zwangsläufig überschätzt.

Weiter hat die Untersuchung gezeigt, daß die Anbindung der Eichgleichung (Bestimmung der Eichparameter) an ein Referenzspektrum (252 Cf(sf)) für Halbleiterzähler eines Typs (selbe Ohmigkeit, ähnliche Betriebsbedingungen, selber Hersteller) die Zählereigenschaften bezüglich Energiemittelwertsmeßungen auf ca. +- 200 keV festlegt. Diese Genauigkeit ist für viele Messungen ausreichend. Dennoch ist bei Experimenten wie z.B. der Bestimmung von Neutronen-

multiplizitäten aus primären und sekundären Massenverteilungen Vorsicht geboten, da das Individualverhalten der Halbleiterzähler (siehe Kap. 5.5) mit der Ankopplung der vier Eichparameter an zwei mittlere Pulslagen PL und PH eines 252 Cf-Referenzspektrums nicht erfaßt werden kann.

Für die Durchführung des Experimentes war die Überlassung von Strahlzeit am Massenseparator LOHENGRIN durch das Institut Laue-Langevin und die Unterstützung des local contact Dr. H.R. Faust von entscheidender Bedeutung.

Den Herren Prof. Dr. F. Gönnenwein, Dipl. Phys. P. Geltenbort und Dr. A. Oed bin ich für Anregungen, wertvolle Diskussionen und für ihre Unterstützung bei der Durchführung der Messungen zu besonderem Dank verpflichtet.

Das Bundesministerium für Forschung und Technologie stellte in dankenswerter Weise die für die Durchführung des Experimentes erforderlichen Mittel zur Verfügung.

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

/1/ E. Konecny, K. Hetwer
Nucl. Instr. and Meth. 36 (1965) 61

/2/ H.C. Britt, H.E. Wegner
Rev. Sci. Instr. 34 (1963) 274

/3/ R.B. Leachman
Phys. Rev. 87 (1952) 444

/4/ H.W. Schmitt, R.B. Leachman
Phys. Rev. 102 (1956) 183

/5/ T. Kitahara, H. Geissel, Y. Laichter, P. Armbruster
Nucl. Instr. and Meth. 196 (1982) 153

/6/ E.C. Finch, M. Asghar, M. Forte, G. Siegert,
J. Greif, R. Decker
Nucl. Instr. and Meth. 142 (1977) 539

/7/ M.D. Brown
Nucl. Instr. and Meth. 106 (1973) 141

/8/ E.L. Haines, A.B. Whitehead
Rev. Sci. Instr. 37 (1966) 190

/9/ J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, P.V. Thomsen
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33, no. 10 (1963) 1

/10/ J. Lindhard, M. Scharff, H.E. Schiøtt
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33, no. 14 (1963) 1

/11/ J.B.A. England
Nucl. Instr. and Meth. 102 (1972) 365

/12/ A.H. Krulisch, R.C. Axtmann
Nucl. Instr. and Meth. 55 (1967) 238

/13/ E.C. Finch
Nucl. Instr. and Meth. 113 (1973) 41

/14/ H.W. Schmitt, W.M. Gibson, J.H. Neiler, F.J. Walter
T.D. Thomas
Physics and chemistry of fission (International
Atomic Energy Agency, Vienna, 1965) p. 531

/15/ H.W. Schmitt, W.E. Kiker, C.W. Williams
Phys. Rev. 137 (1965) B837

/16/ S.B. Kaufman, E.P. Steinberg, B.D. Wilkins,
J. Unik, A.J. Gorski, M.J. Fluss
Nucl. Instr. and Meth. 115 (1974) 47

/17/ H. Henschel, A. Kohnle, H. Hipp, F. Gönnenwein
Nucl. Instr. and Meth. 190 (1981) 125

/18/ A. Kohnle
Dissertation, Fachbereich Physik der Universität
Tübingen (1977)

/19/ B. Hering
Dissertation, Fachbereich Physik der Universität
Tübingen (1979)

/20/ R. Müller, A.A. Naqui, F. Käppeler, F. Dickmann
eingereicht bei Phys. Rev. C

/21/ P. Geltenbort
Dissertation, Fachbereich Physik der Universität
Tübingen (1984)

/22/ W. Wohlfarth,
Dissertation, Fachbereich Physik der Technischen
Hochschule Darmstadt (1976)

/23/ A. Oed, G. Barreau, F. Gönnenwein, P. Perrin,
C. Ristori, P. Geltenbort
Nucl. Instr. and Meth. 179 (1981) 265

/24/ E. Moll, H. Schrader, G. Siegert, H. Hammers,
M. Asghar, J.P. Bocquet, P. Armbruster, H. Ewald,
H. Wollnik
Kerntechnik, 19. Jg. 1977, Heft 8, S. 374

/25/ J.S. Fraser
Phys. Rev. 88 (1952) 536

/26/ E. Moll, H. Schrader, G. Siegert, M. Asghar,
J.P. Bocquet, G. Bailleul, J.P. Gautheron, J. Greif,
G.I. Crawford, C. Chauvin, H. Ewald, H. Wollnik,
P. Armbruster, G. Fiebig, H. Lawin, K. Sistemich
Nucl. Instr. and Meth. 123 (1975) 615

/27/ P. Geltenbort
Wissenschaftliche Arbeit, Fachbereich Physik der
Universität Tübingen (1978)

/28/ H. Büker
Halbleiterdetektoren für Kernstrahlung
ISBN 3-540-05443-X, Springer-Verlag

/29/ C. Michael Lederer and Virginia S. Shirley
Table of isotopes, seventh edition, John Wiley &
Sons, INC., New York·Chichester·Brisbane·Toronto

/30/ EG&G ORTEC, Catalog 1979

/31/ E.C. Finch, M. Asghar, M. Forte
Nucl. Instr. and Meth. 163 (1979) 467

/32/ W. Hartmann, A. Oed
Nucl. Instr. and Meth. 167 (1979) 205

/33/ U. Quade
Jahresbericht 1982, LMU München

/34/ N.J. Hansen
Nucl. Instr. and Meth. 96 (1971) 373

/35/ H. Henschel, A. Kohnle, H. Hipp, F. Gönnenwein
Nucl. Instr. and Meth. 190 (1981) 125

/36/ K. Paasch, H. Krause, W. Scobel
eingereicht bei Nucl. Instr. and Meth.

/37/ J. Terrell
Phys. Rev. 127 (1962) 880

/38/ R. Vandenbosch, J.R. Huizenga
Nuclear Fission, Academic Press (1973)
New York and London

/39/ E.E. Maslin, A.L. Rodgers, W.G.F. Core
Phys. Rev. 164 (1967) 1520

/40/ R. Schmidt, H. Henschel
Nucl. Phys. A395 (1983) 15

/41/ E.C. Finch, F. Gönnenwein, P. Geltenbort,
A. Oed, E. Weißenberger
eingereicht bei Nucl. Instr. and Meth.

/42/ W. Wohlfarth, W. Lang, H. Dann, H.G. Clerc
K.H. Schmidt, H. Schrader
Nucl. Instr. and Meth. 140 (1977) 189

L E B E N S L A U F

PERSÖNLICHE DATEN:

Name:	Weißenberger, Erwin
Geburtsdatum und -ort:	20.02.1950 in 7790 Meßkirch
Eltern:	Ludwig Weißenberger und Johanna Weißenberger geb. Diener
Familienstand:	ledig
Staatsangehörigkeit:	deutsch

SCHUL- UND BERUFSAUSBILDUNG

03.56 - 03.64	Volksschule Meßkirch
04.64 - 03.67	Lehre beim Staatlichen Vermessungsamt Meßkirch
03.67	Lehrabschlußprüfung
04.64 - 03.67	Gewerbeschule Radolfzell
05.65 - 03.67	Gewerbeschule Singen (Aufbaulehrgänge)
03.67 - 02.68	Berufsaufbauschule Singen Abschluß: Fachschulreife
03.68 - 09.68	Verm.-Techniker beim Staatl. Vermessungsamt Meßkirch
09.68 - 08.70	Technische Oberschule Stuttgart Abschluß: Fachgebundene Hochschulreife
10.70 - 03.77	Physikstudium an der Universität Tübingen; Diplom am 04.03.1977
04.77 - 05.84	Dissertation am Physikalischen Institut der Universität Tübingen Leiter: Prof. Dr. F. Gönnenwein Thema: Absolute Energiekalibrierung von Silizium-Oberflächen-Sperrschichtzählern für Spaltfragmente im Energie- und Massenbereich von 40 bis 120 MeV bzw. 75 bis 150 amu
10.76 - 03.79	Wissenschaftl. Hilfskraft an der Universität Tübingen
04.79 - 07.83	Wissenschaftl. Angest. an der Universität Tübingen
AKADEMISCHE LEHRER:	Babel, Baumann, Dähn, Gaukler, Gönnenwein, Heinzel, Hewers, Kaufmann, Kramer, Krüger, Mack, Mertens, Möllenstedt, Mühleisen, Rieckers, Rüdorff, Schief, Schmid, Schubring, Schweitzer (Industriebetriebslehre), Staudt, Stumpf